

Dr.-Ing. Wolfgang DILLENBURGER

DK 621.397.612.31 : 621.396.645

Bildverstärker mit Gegenkopplung zur Verminderung des Röhrenklingens und Eingangsrauschens

In der Fernsehtechnik stellen das Ikonoskop sowie das Orthikon mit Sekundärverstärker wie auch die Fotozelle mit Sekundärverstärker, wie sie bei modernen Lichtstrahlabtastern mit Braunscher Röhre zur Filmabtastung verwendet werden, Bildstromgeneratoren mit großem Innenwiderstand dar. Insbesondere ist das Ikonoskop ein Generator mit einigen $M\Omega$ Innenwiderstand. Der für einen vollen Schwarz-Weiß-Sprung des Bildes gelieferte Bildstromimpuls beträgt bei gutem Bildkontrast etwa $1\ \mu A$, bei geringem Kontrast oder nur geringer Helligkeit einen Bruchteil hiervon. Dabei können im Bildstrom alle Frequenzen bis zu etwa 6 MHz für ein Bild mit 625 Zeilen enthalten sein. Bei dem gleichen Kontrast können die Impulse des Bildstroms als von der gerade je nach Bildinhalt auftretenden Frequenz unabhängig angesehen werden. Der Bildstrom des Ikonoskops enthält dabei praktisch keinen Rauschteil.

Die Kapazität am Eingang des Verstärkers soll z. B. bei angeschalteter Signalplatte des Ikonoskops 25 pF betragen. Soll nun für das gesamte Frequenzband am Eingang des Verstärkers eine konstante Eingangsspannung erzielt werden, so muß der der Kapazität parallel liegende Belastungswiderstand einen genügend kleinen Wert haben, damit über das gesamte Frequenzband von z. B. 0 bis 6 MHz der Eingangs-Scheinwiderstand nur um beispielsweise 30% seines Wertes bei der höchsten Frequenz abfällt. Er müßte also bei einer Kapazität von 25 pF etwa $1000\ \Omega$ groß sein. Die an diesem Widerstand entstehende Spannung beträgt bei $1\ \mu A$ Eingangsstrom 1 mV, bei $0,1\ \mu A$ 100 μV . Diese Spannung muß auf einen zur Aussteuerung des Senders bzw. der Braunschen Röhre geeigneten Wert verstärkt werden. Wesentlich ist hierbei der erzielbare Störabstand, d. h. das Verhältnis von Rauschsignal zu Nutzsignal. Da, wie erwähnt, das Ikonoskop keinerlei Rauschspannung gibt, ist für den Störabstand im Fernsehbild lediglich der Eingangswiderstand bzw. der Rauschwiderstand der ersten Röhre maßgebend. Die Rauschspannung eines Widerstandes von $1000\ \Omega$ errechnet sich bei 6 MHz Bandbreite zu 10 μV effektiver Spannung. Bei Parallelschaltung einer Kapazität von 25 pF sinkt dieser Wert auf 8,6 μV . Das Amplitudenverhältnis zwischen Nutzspannung

und Rauschspannung ist also bei $1 \mu\text{A}$ maximaler Impulshöhe des Bildstroms, wenn man die maximale Amplitude der Rauschspannung mit dem 2,8fachen Effektivwert annimmt, ohne Rücksicht darauf, ob dies gerechtfertigt ist, 1000/28 bzw. bei $0,1 \mu\text{A}$ 100/28. Der Störabstand wäre im ersten Falle ausreichend, im zweiten dagegen nicht. Als weitere Störquelle kommt der Mikrofoneffekt, insbesondere der ersten Röhre, in Frage. Die zur Verstärkung notwendigen Breitbandverstärkerröhren (EF 42, 180422 EF 80 oder EF 14) zeigen im Gegensatz zu normalen Rundfunkröhren, wie z. B. der EF 12, einen starken Mikrofoneffekt, der naturgemäß bei den hohen erforderlichen Verstärkungen von etwa 10 000 bis 50 000fach sehr störend wirkt. In Breitbandverstärkern, die an einen Generator hohen Innenwiderstandes angeschlossen sind, läßt sich der Störabstand durch besondere Gegenkopplungsschaltungen weitgehend verbessern, insbesondere kann die Wirkung des Mikrofoneffekts nahezu vollständig beseitigt werden. Die Fernsehverstärkertechnik geht hier einen besonderen Weg.

Da der Innenwiderstand des Generators groß gegen den Belastungswiderstand ist, kann man diesen sehr viel größer machen, als er auf Grund der erforderlichen Bandbreite sein müßte. Macht man ihn z. B. $400 \text{ k}\Omega$, so wird für ein Frequenzband, für das der parallel liegende kapazitive Widerstand noch groß gegen $400 \text{ k}\Omega$ ist, gegenüber einem Widerstand R von $1 \text{ k}\Omega$ auch die 400fache Spannung und damit für das Rauschen, das nur mit der Wurzel aus R wächst, ein 20fach besserer Störabstand erzielt. Mit der parallel liegenden Kapazität wird der Eingangswiderstand dann jedoch stark frequenzabhängig. Für die hohen Frequenzen ist er rein kapazitiv, für die tiefen praktisch rein ohmisch. Dadurch wird, im ganzen gesehen, über das gesamte Frequenzband der mittlere wirksame Widerstand kleiner als $400 \text{ k}\Omega$, jedoch wesentlich größer als $1 \text{ k}\Omega$, während sich die effektive Rauschspannung zu $12 \mu\text{V}$ errechnet, also nicht viel größer wird, so daß auch, über das gesamte Band gesehen, das Verhältnis Nutzsignal zu Rauschsignal verbessert wird. Dies bestätigt ein Versuch. Da die Frequenzen des Mikrofoneffekts höchstens etwa 2000 Hz betragen und ihre Amplitude unabhängig vom Eingangswiderstand ist, wird vor allem für den Mikrofoneffekt der Störabstand entscheidend verbessert. Praktisch wird er um den Faktor 400 im obigen Beispiel größer, d. h. um das Verhältnis des großen Widerstandes zum eigentlich erforderlichen kleinen ($1 \text{ k}\Omega$). Die Parallelkapazität spielt ja bei diesen Frequenzen noch keine Rolle.

Durch frequenzabhängige Verstärkung, deren Gang dem des Wertes des Eingangswiderstandes abhängig von der Frequenz gegenläufig ist, wird ein Ausgang des Verstärkers der Frequenzgang wieder linearisiert. Es werden also zwei entscheidend Vorteile erreicht: 1. Verminderung des Mikrofoneffekts und 2. Verminderung des Eingangsrauschens. Die Schaltung wurde ursprünglich so durchgeführt, daß das Ikonoskop mit dem Widerstand von z. B. $400 \text{ k}\Omega$ belastet wurde und die Korrektur weiter hinten im Verstärker erfolgte. Seit langem wird in Deutschland und jetzt auch im Ausland ein elegantes Prinzip einer an sich bekannten Gegenkopplungsschaltung verwendet. Die verschiedenen Ausführungsmöglichkeiten sollen im folgenden an Hand von Rechnungen und Messungen gezeigt werden. Das Prinzip der Schaltung ist in Abb. 1 dargestellt. Der Eingangswiderstand ist mit R bezeichnet, er sei z. B. $400 \text{ k}\Omega$. Das der Signalplatte abgewendete Ende ist mit dem Ausgang des Verstärkers verbunden. Die Ausgangsspannung ist zu der Eingangsspannung für alle Frequenzen genau gegenphasig, C ist die Eingangskapazität des Verstärkers. Der Signalstrom teilt sich

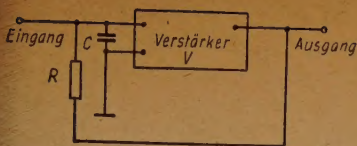


Abb. 1

in einen Strom durch R und einen zweiten durch C. Die am Gitter wirksame Gegenkopplungsspannung ist ein Bruchteil der Ausgangsspannung des Verstärkers, der durch das Verhältnis der Scheinwiderstände von R und C gegeben ist. Die Gegenkopplung ist also für hohe Frequenzen gering, für tiefe dagegen 100%. Infolge der Gegenkopplung

wird der dynamische Belastungswiderstand für das Ikonoskop verkleinert. Seine Größe \Re ist bekanntlich durch folgende Gleichung gegeben:

$$\Re = \frac{R}{1 + v} \quad (1)$$

wobei v der Verstärkungsgrad des Verstärkers ist. Der Frequenzgang der Anordnung wird bei konstantem Eingangsstrom, wobei die Größe des Eingangsscheinwiderstandes den Frequenzgang der Anordnung bestimmt,

$$\Re = \frac{R}{1 + v + j \omega C R} \quad (2)$$

Der Absolutwert wird

$$|\Re| = \frac{R}{\sqrt{(1 + v)^2 + \omega^2 C^2 R^2}} \quad (3)$$

und der Phasenwinkel

$$\varphi = - \arctg \frac{\omega C R}{1 + v} \quad (4)$$

Für einen bestimmten prozentualen Abfall p bei einer Frequenz ω_0 ergibt sich

$$\frac{100 - p}{100} = y = \frac{1 + v}{\sqrt{(1 + v)^2 + \omega_0^2 C^2 R^2}} \quad (5)$$

Für einen geforderten prozentualen Abfall erhält man die notwendige Verstärkung v , wobei die Größe von R angenommen ist. v wird hieraus

$$v = \frac{\omega_0 C R}{y} \sqrt{1 - y^2} \quad (6)$$

oder, wenn bei gegebenem v R bestimmt werden soll,

$$R = \frac{v \sqrt{1 - y^2}}{y \omega_0 C} \quad (7)$$

Rechnet man z. B. $R = 400 \text{ k}\Omega$, $C = 25 \cdot 10^{-12} \text{ F}$, $\omega_0 = 4 \cdot 10^7$ und $y = 0,9$, so ergibt sich die notwendige Verstärkung v zu 830. Es ist leicht zu erkennen, daß dieser Wert nur mit einem mehrstufigen Verstärker erreicht werden kann.

Die bisherigen Betrachtungen setzen voraus, daß der Verstärker selbst keinen Amplituden- und Phasengang hat und daß der Widerstand R ein rein ohmscher Widerstand ist. Beides trifft naturgemäß nicht zu. Zunächst sei ein einstufiger Verstärker betrachtet (Abb. 2). C_a sei die Anodenkapazität, C_g die Gitterkapazität und C_R die Kapazität des Widerstandes R oder allgemeiner die Rückwirkungskapazität zwischen Anode und Gitter, die sich aus der inneren Röhrenkapazität und der äußeren Schaltkapazität

einschließlich der des Widerstandes zusammensetzt. Die übrigen eingezeichneten Kondensatoren und Widerstände sind für die Betrachtungen belanglos. Als Anhaltspunkt kann die Kapazität eines Widerstandes von 0,5 W mit etwa 0,5 pF angesetzt werden. Die Verstärkung v der Röhre ist $S \cdot R_a$. Parallel zu R_a liegt C_a und parallel zu R die Kapazität C_R . Setzt man nun in Gleichung (2) die Ausdrücke für die Scheinwiderstände ein, so erhält man

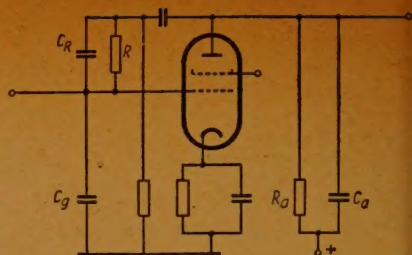


Abb. 2

$$\Re = \frac{R}{1 + \frac{R_a S}{1 + j \omega R_a C_a} + j \omega C_g \frac{R}{1 + j \omega C_R R}} \quad (8)$$

Macht man $C_R \cdot R$ gleich der Zeitkonstanten $C_a \cdot R_a$, so ergibt sich

$$\Re = \frac{R}{1 + v + j \omega (R C_g + R_a C_a)} \quad (9)$$

und der Absolutwert

$$|\Re| = \frac{R}{\sqrt{(1 + v)^2 + \omega^2 (R C_g + R_a C_a)^2}} \quad (10)$$

C_a und C_g sind im allgemeinen etwa gleich groß, R_a soll z. B. 10% von R sein, was auch verwirklicht werden kann. Dann liefert Gleichung (10) nahezu den gleichen Wert für $|\Re|$ wie Gleichung (3). Der Frequenzgang des dynamischen Eingangswiderstandes bleibt der eines reinen RC-Gliedes. Der Scheinwiderstand nimmt bei hohen Frequenzen etwas mehr ab. Abb. 3 zeigt den Verlauf des Frequenzganges der Amplitude für $R = 100 \text{ k}\Omega$, $C_g = 25 \text{ pF}$ und $v = 100$ für das gesamte Frequenzband sowie die Kurve für $R_a = 10 \text{ k}\Omega$, $C_a = 20 \text{ pF}$, $C_R = 2 \text{ pF}$ und $S = 10 \text{ mA/V}$. Die Kurven unterscheiden sich nur wenig voneinander. Für den Fall, daß das Zeitkonstantenverhältnis $R C_R$ zu $R_a C_a$ gleich x und $R C_g = T_1$, $R_a C_a = T_2$ gesetzt wird, wird der Absolutwert des Eingangswiderstandes

$$|\Re| = \quad (11)$$

$$R (1 + \omega^2 T_2^2)$$

$$\sqrt{[1 + v + \omega^2 (T_2^2 + x T_2^2 v)]^2 + [\omega T_2 (x + x v + \frac{T_1}{T_2} - v) + \omega^3 T_2^2 (T_1 + x T_2)]^2}$$

Der Phasenwinkel errechnet sich leicht zu

$$\varphi = -\arctg \frac{\omega [T_2 (x + x v - v) + T_1] + \omega^3 T_2^2 (x T_2 + T_1)}{(1 + v) (1 + \omega^2 T_2^2)} \quad (12)$$

Für folgende Werte zeigt Abb. 4 einige Kurven für verschiedene Werte von x . $R = 10^6 \Omega$,

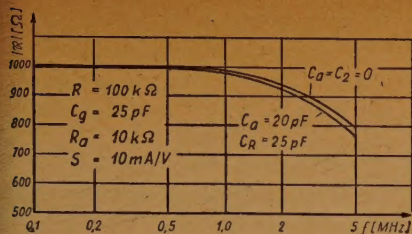


Abb. 3

$R_a = 10 \text{ k}\Omega$, $C_g = C_a = 1,5 \cdot 10^{-11} \text{ F}$, $v = 386$. Für $x = 1$ entspricht der Frequenzgang dem eines RC-Gliedes, für kleine Werte von x durchläuft der Scheinwiderstandswert ein Maximum, für größere fällt er mit steigender Frequenz steiler ab. In der Fernsehtechnik ist es üblich, die Dimensionierung so zu treffen, daß der Frequenzgang der Verstärkung sich möglichst einem konstanten Wert

$$x = \frac{1}{1 + v} \left(\sqrt{v^2 + 2v \left(1 + \frac{T_1}{T_2} \right)} - \frac{T_1}{T_2} \right) \quad (13)$$

bestimmt wird. x ergibt sich im vorliegenden Beispiel hiernach zu 0,97. Für diesen Fall ist der Frequenzgang ebenfalls in Abb. 4 eingetragen. Abb. 5 zeigt noch die zugehörigen berechneten Laufzeitkurven. Für $x = 1$ bzw. 0,97 ist die Laufzeit über das ganze Frequenzband praktisch konstant, was bei einer guten Fernsehübertragung gefordert werden muß.

Interessant ist noch die in Abb. 6 wiedergegebene Kurve, die man erhält, wenn man im vorstehenden Beispiel x bei konstanter Frequenz variiert, z. B. C_R ändert. C_R ist an sich eine sehr kleine Kapazität von z. B. 0,5 pF. Der Eingangswiderstand ändert sich im Verhältnis 1:6, wenn x zwischen 0,5 und 3,3 geändert wird. Demnach ändern auch sehr kleine Kapazitätsänderungen den Wert des Eingangsscheinwiderstandes sehr

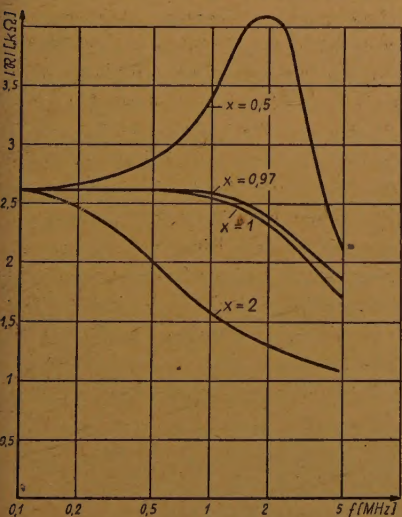


Abb. 4

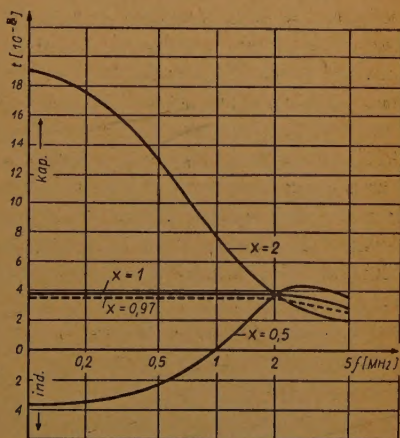


Abb. 5

stark. Schaltet man diese Verstärkerstufe mit einem Hochfrequenzgenerator von z. B. $1\text{ M}\Omega$ Innenwiderstand bei $f = 2\text{ MHz}$ zusammen, was sich leicht verwirklichen läßt, so würde ein Röhrenvoltmeter am Ausgang des Verstärkers schon bei 1 pF Kapazitätsänderung einen großen Ausschlag zeigen. Die Schaltung kann daher auch zur Messung kleiner Kapazitäten verwendet werden.

Betrachtet man nun einmal den Ausgangsscheinwiderstand des Verstärkers, so ist auch dessen Frequenzgang naturgemäß für die zu verstärkende Eingangsspannung maßgebend. Der Eingangswiderstand soll an sich möglichst groß sein, wenn man das Röhrenklingen möglichst unterdrücken will. Nach Gleichung (6) kann sich aber eine zu hohe Verstärkung ergeben, die sich in einer Stufe nicht mehr erreichen läßt. Bei

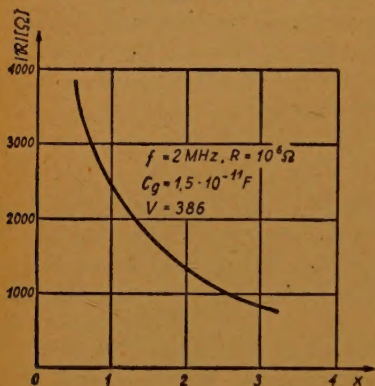


Abb. 6

einer Stufe erreicht man bei einer zur Verfügung stehenden Gesamtspannung von 250 V mit einer Röhre 18042 bei $15\text{ k}\Omega$ Anodenwiderstand höchstens eine 120fache

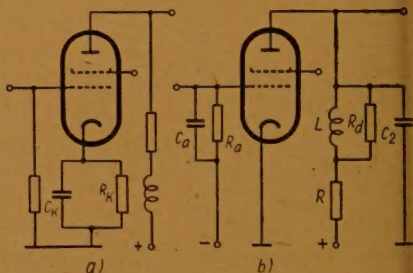


Abb. 7

Verstärkung bei tiefen Frequenzen, mit einer EF 80 jedoch höchstens eine etwa 90fache. Ein Anodenwiderstand von $15\text{ k}\Omega$ bedingt am Ausgang des Verstärkers naturgemäß einen starken Abfall der Amplitude der hohen Frequenzen. Ebenso ist der scheinbare Eingangswiderstand bestenfalls um den Faktor 120 kleiner als R . Würde man nun $R = 400\text{ k}\Omega$ wählen, so wird der scheinbare Eingangswiderstand $3330\text{ }\Omega$ bei tiefen Frequenzen. Infolge der diesem dynamischen Eingangswiderstand parallel liegenden Eingangskapazität tritt bei hohen Frequenzen für konstanten Generatorstrom auch an dieser Stelle ein viel zu starker Amplitudenabfall der entstehenden Gitterwechselspannung auf. Der Frequenzgang des Eingangswiderstandes ist also ebenfalls unbefriedigend. Es lassen sich nun zwei Wege gehen, um diesen Frequenzgang zu kompensieren. Man kann den zu schlechten Frequenzgang am Eingang und Ausgang der gegengekoppelten Verstärkerstufe durch je einen gegenläufigen Gang in den beiden folgenden Verstärkerstufen kompensieren. Dies gelingt einfach nach Abb. 7. Man rechnet sich das Verhältnis von $|R|$ für ω_0 zu $|R|$ für tiefe Frequenzen (z. B. 10 kHz) aus. Es sei wieder gleich y , dann gilt für die Schaltung nach Abb. 7a für die Verstärkung v bei ω_0 , wenn $C_K R_K = T_3$ gesetzt und der Scheinwiderstand des Anodenkreises als konstant angesehen wird,

$$v_{\omega_0} = S R_a \sqrt{\frac{1 + \omega_0^2 T_3^2}{(1 + S R_K)^2 + \omega_0^2 T_3^2}} \quad (14)$$

und für die Verstärkung v bei $\omega = 0$, d. h. bei tiefen Frequenzen

$$v_{\omega=0} = S R_a \frac{1}{1 + S R_K}. \quad (15)$$

Es ergibt sich für y

$$y = \sqrt{(1 + S R_K)^2 \frac{1 + \omega_0^2 T_3^2}{(1 + S R_K)^2 + \omega_0^2 T_3^2}} \quad (16)$$

und für die Katodenzeitkonstante T_3

$$T_3 = \sqrt{\frac{(1 + S R_K)^2 (y^2 - 1)}{\omega_0^2 [(1 + S R_K)^2 - y^2]}}. \quad (17)$$

Die Gleichung ist nur für y größer als 1 erfüllbar. Für $y = 4$ erhält man z. B., wenn man $R_K = 500 \Omega$ wählt, $C_K = 300 \text{ pF}$ bei einer Steilheit S von 9 mA/V .

In dieser Rechnung ist ohne Berücksichtigung des Frequenzgangs des Anodenwiderstandes die Verstärkung für ω_0 und $\omega = 0$ gleich gesetzt und die Berechnung unter dieser Voraussetzung durchgeführt. Damit ist jedoch noch nicht gesagt, daß für irgendeine beliebige Frequenz, die > 0 und $< \omega_0$ ist, die Kompensation genau stimmt. Zweckmäßig löst man daher Gleichung 17 nach R_K auf und setzt T_3 gleich der zu kompensierenden Zeitkonstanten also z. B. $T_3 = R_a C_a$. R_K ergibt sich zu:

$$R_K = \frac{1}{S} \left(\frac{y \omega_0 T_3}{\sqrt{1 - y^2 + \omega_0^2 T_3^2}} - 1 \right). \quad (18)$$

Eine zweite Möglichkeit ist die nach Abb. 7b. Man macht die Zeitkonstante $R_a C_a$ gleich $\frac{L}{R}$, wobei z. B. $R_a C_a$ gleich der Eingangszeitkonstanten der gegengekoppelten

Stufe sei. Theoretisch ergibt sich dabei eine vollkommene Kompensation des Frequenzganges, falls zur Spule keine Kapazität parallel liegt. Leider muß dabei die nicht vermeidbare Kapazität C_2 berücksichtigt werden. Man legt die Resonanzfrequenz des Anodenkreises der Kompensationsröhre zweckmäßig auf etwa 1,5 bis 2 ω_0 und sorgt durch einen über den Resonanzkreis gelegten Dämpfungswiderstand R_d in der Größenordnung von einigen $k\Omega$ dafür, daß die Resonanzüberhöhung für das verstärkte Frequenzband praktisch nur wenig in Erscheinung tritt. Bei großer Zeitkonstante $R_a C_a$ und entsprechend breiten Frequenzbändern führt die gegebene Vorschrift jedoch zu sehr kleinen Werten von L und R . Dann ist aber meist R im Verhältnis zu R_i der Anodenspannungsquelle schon zu klein, für tiefe Frequenzen wird die Kompensation falsch. Diese Schaltung scheidet daher in den meisten Fällen bei 6 MHz Bandbreite aus. Als Beispiel sei eine Ausgangszeitkonstante von $15 k\Omega$ und 25 pF angenommen. Beträgt nun die Kapazität zwischen der zweiten und dritten Röhre des Verstärkers 5 pF , dann kann man die Drossel bestenfalls $15 \mu\text{H}$ groß machen. Dabei müßte der Anodenwiderstand 150Ω werden und der Innenwiderstand des Netzgeräts dürfte bei einer Frequenz von 50 Hz höchstens 10Ω betragen, was eine beträchtliche Größe des Siebkondensators erfordert.

Eine zweite Möglichkeit, zu einem genügend linearen Frequenzgang zu gelangen, ist die Anwendung eines dreistufigen Verstärkers zur Erreichung einer größeren Verstärkung und damit eines größeren Gegenkopplungsfaktors. Bei tiefen Frequenzen läßt sich auch hier die Gegenkopplung leicht phasenrein durchführen. Die Ausgangs-

spannung ist dann zur Eingangsspannung genau gegenphasig. Durch die Koppelglieder wird jedoch bei genügend hohen Frequenzen die Phase gedreht. Maximal kann diese Drehung 270° betragen, während sie bei einstufigen Verstärkern maximal 90° sein kann. Die Phasenbedingung zur Selbsterregung kann also grundsätzlich erreicht werden, wenn bei Gleichphasigkeit zwischen Eingangs- und Ausgangsspannung am Verstärker auch noch die Amplitudenbedingung erfüllt ist. Man muß die Dimensionierung dann so treffen, daß die Amplitudenbedingung keinesfalls erreicht wird. Die Verstärkung darf also für die Frequenz, für die die Phasendrehung 180° wird, einen bestimmten Betrag nicht überschreiten. Eine Dimensionierung, die einen über das ganze Band nahezu konstanten Wert des Eingangswiderstandes garantiert, führt stets zur Selbsterregung. Nach den vorstehenden Ausführungen ist es klar, daß insbesondere der Wert der Rückwirkungskapazität des Gegenkopplungswiderstandes äußerst kritisch wird, jede kleinste Änderung der Leitungskapazitäten kann die Stabilität des Verstärkers in Frage stellen. Z. B. kann schon eine Abschirmhaube den Frequenzgang bei ungeschicktem Aufbau, je nachdem, ob sie abgenommen ist oder nicht, untragbar beeinflussen.

Es ist recht interessant, diese Art Verstärker, die heute zum Teil in ausländischen Kamera-Anlagen mit Ikonoskop verwendet werden, rechnerisch zu erfassen. Der Verstärkungsfaktor einer einzelnen Röhre wird

$$v = S R_a \frac{1}{1 + j \omega R_a C_a} \quad (19)$$

Es soll der Einfachheit halber angenommen werden, daß alle n Röhren den gleichen Verstärkungsfaktor und gleiche Ausgangszeitkonstanten $R_a C_a$ haben. Dann wird

$$\Re = \frac{R}{1 + j \omega R C_R} \cdot \frac{S^n R_a^n}{1 + \frac{S^n R_a^n}{(1 + j \omega R_a C_a)^n} + j \omega C \frac{R}{1 + j \omega R C_R}} \quad (20)$$

Durch Umformen erhält man für R

$$\Re = \frac{R}{1 + v^n \frac{1 + j \omega R C_R}{(1 + j \omega R_a C_a)^n} + j \omega (R C_R + R C_g)} \quad (21)$$

Dies ist der allgemeine Ausdruck für den Eingangswiderstand bei beliebiger Stufenzahl unter obiger Voraussetzung. Praktische Bedeutung hat die Gleichung nur für einen dreistufigen Verstärker. Für $n = 3$ wird, wenn man wieder $R_a C_a = R C_R = C$ setzt,

$$\Re = \frac{R}{1 + v^3 (1 + j \omega R_a C_a)^{-2} + j \omega (R_a C_a + R C_g)} \quad (22)$$

Eine derartige Dimensionierung, daß der Eingangswiderstand als reines RC-Glied wirkt, läßt sich an Hand der Gleichung für den mehrstufigen Verstärker nicht mehr ermitteln. Eine für einen dreistufigen Verstärker gerechnete Frequenzkurve zeigt Abb. 8. Der Frequenzgang fällt bis 3 MHz stetig etwas ab, steigt dann aber an und erreicht bei 5 MHz ein Maximum. Die Phasen- und Laufzeitkurve wurde ebenfalls gerechnet und in Abb. 8 eingetragen. Tatsächlich schwingt dieser Verstärker bei der

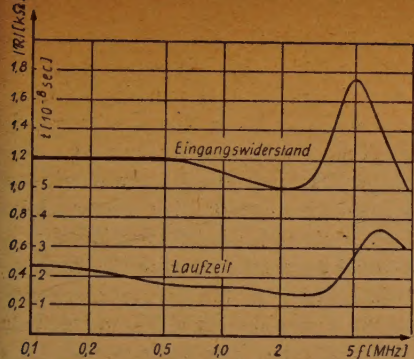


Abb. 8

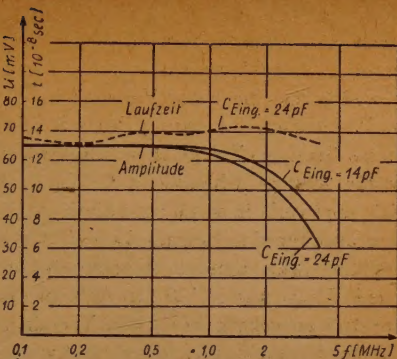


Abb. 9

angenommenen Dimensionierung. Der Aufbau eines dreistufigen stabilen Verstärkers ist praktisch besonders bei großen Gegenkopplungsfaktoren von einigen Hundert nur rein empirisch durchzuführen, da, wie erwähnt, nicht zu übersehende Kapazitäten, die sich schon mit einer Änderung der Leitungsführung ändern, den Frequenzgang und die Stabilität sehr stark beeinflussen. Praktisch hat sich gezeigt, daß der einstufige Verstärker mit einem Außenwiderstand von 15 k Ω dieselben Ergebnisse erzielen läßt wie ein dreistufiger Verstärker unter Anwendung einer größeren Gesamtverstärkung bei tiefen Frequenzen. Der dreistufige Verstärker hat vielleicht einen kleinen Vorteil. Begnügt man sich z. B. ebenfalls mit einer Verstärkung von 100fach, so können die einzelnen Stufen mit einer frequenzunabhängigen Gegenkopplung (nicht überblockter Katodenwiderstand) versehen werden. Dadurch werden bei Röhrenwechsel auftretende Steilheitsunterschiede der einzelnen Röhren in ihrer Wirkung gemildert. Diese verändern ja den Frequenzgang. Man kann es bei einer Fernsehkamera, die stets von

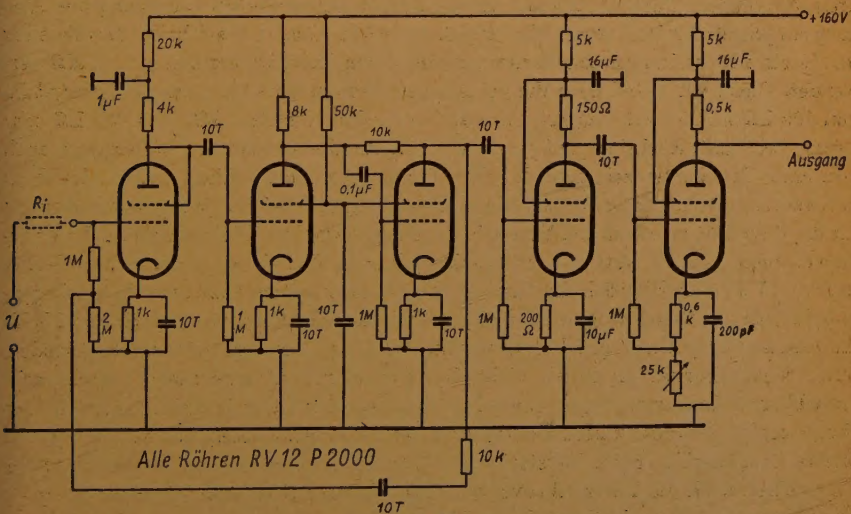


Abb. 10

Fachleuten überwacht wird, jedoch vertreten, daß man bei Röhrenwechsel aus einer geringen Anzahl die am besten geeignete Röhre herausucht. Die Abb. 9 zeigt Frequenzkurven, die unter Verwendung einer Gegenkopplung über nur eine Stufe mit nachfolgender Entzerrung des schlechten Frequenzganges des Ausgangskreises der ersten Stufe nach Abb. 7b erhalten wurde, wobei nur die Eingangskapazität geändert wurde. Man sieht hieraus, daß sich der Eingangswiderstand tatsächlich wie ein reines RC-Glied verhält, wenn man die Kapazität desselben vergrößert. Die gemessene Laufzeitkurve für eine Eingangskapazität von 14 pF ist ebenfalls eingetragen. Der Gegenkopplungswiderstand hatte eine Größe von 100 k Ω , die Röhre eine Steilheit von 9 mA/V. R_a war 15 k Ω . In Abb. 10 und 11 sind Schaltung und Frequenzgang eines dreistufigen gegengekoppelten Verstärkers, der in Fernsehkameras, die während des Krieges gebaut wurden, verwendet wurde, zur Gegenüberstellung wiedergegeben. Zum Ausgleich des abfallenden Frequenzganges der Amplitude nach hohen Frequenzen ist

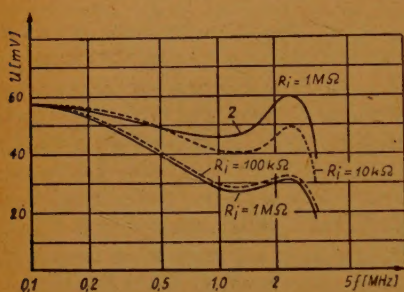


Abb. 11

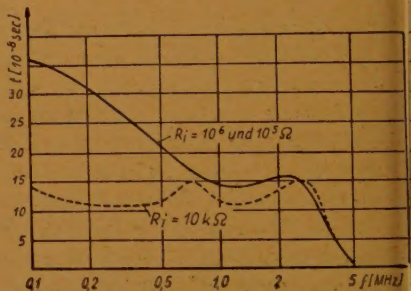


Abb. 12

in der fünften Stufe eine frequenzabhängige, einstellbare Gegenkopplung im Katodenkreis vorgesehen. Der über die ersten drei Stufen gemessene Frequenzgang der Ausgangsamplitude für konstanten Eingangsstrom ist in Abb. 11 gezeichnet. Zur Messung wurde ein rückwirkungsfreier Generator mit einem Innenwiderstand von 1 M Ω verwendet. Gleichzeitig sind noch die gemessenen Kurven für einen Innenwiderstand R_i von 100 k Ω und 10 k Ω eingetragen. Der Unterschied ist für 1 M Ω und 100 k Ω sehr gering, was mit Rücksicht auf den kleinen dynamischen Eingangswiderstand auch sein muß. Die Kurven zeigen nach hohen Frequenzen einen starken Amplitudenabfall der Ausgangsspannung bei konstantem Eingangsstrom. Dies war ja zur Voraussetzung für die Stabilität eines solchen Verstärkers gemacht worden. Die gemessenen Laufzeitkurven zeigt Abb. 12. Mittels der Gegenkopplung im Katodenkreis der fünften Röhre in Abb. 10 wurde schließlich die Kurve 2 in Abb. 11 erhalten. Dabei wurde die Gegenkopplung der fünften Stufe so eingestellt, daß bei einer Frequenz von 100 kHz und 2 MHz die Ausgangsamplituden gleich groß waren. Mit diesen Verstärkern wurden, trotzdem ihre Frequenzkurven eigentlich nicht den Anforderungen entsprachen, noch recht brauchbare Bildübertragungen gemacht. Grundsätzlich ist es ja immer möglich, den Frequenzgang in weiter hinten folgenden Stufen so zu beeinflussen, daß eine annähernd lineare Frequenzkurve der Verstärkung entsteht. Es zeigt sich dabei, daß dann im allgemeinen auch die Laufzeitkurve von ausreichender Konstanz ist. Diese Beispiele einer Messung zeigen sehr deutlich den Unterschied zwischen den beiden Schaltungen.

Im ersten Fall läßt sich die Frequenzkurve verhältnismäßig leicht vorausberechnen, die bei der Messung erhaltenen Abweichungen sind unbedeutend. Bei der zweiten Schaltung jedoch ist eine Vorausberechnung kaum mehr möglich, vor allem lassen sich keinerlei einfache Bedingungen dafür finden, wie man eine konstante Verstärkung und genügend konstante Laufzeit mit Sicherheit erreicht.

Zusammenfassung

Hinter Elektronenstrahlabtastern verwendet man zur Verbesserung des Störabstandes große Belastungswiderstände, die einen mit wachsender Frequenz zunehmenden Amplitudenabfall bedingen. Durch eine frequenzabhängige Gegenkopplungsschaltung wird der ungenügende Frequenzgang der Amplitude der am Verstärker entstehenden Eingangsspannung kompensiert oder nur z. T. durch diese Gegenkopplung und zum anderen Teil durch nachfolgende Entzerrungsglieder. Dabei werden einstufige und dreistufige gegengekoppelte Verstärker verwendet. Beide Schaltungen sind hinsichtlich der Verminderung des Störabstandes praktisch gleichwertig. Der einstufige Verstärker ist rechnerisch leicht zu erfassen und auch praktisch leicht durchführbar. Der dreistufige Verstärker ist in der Dimensionierung kaum vorauszuberechnen und wird meist nur meßtechnisch erfaßt. Im Gegensatz zum einstufigen Verstärker neigt er zur Selbst-erregung. Leitungsführung und Aufbau sind sehr kritisch und gehen sehr leicht wesentlich in den Frequenzgang ein.

Literatur: DRP Nr. 647 522

*

*

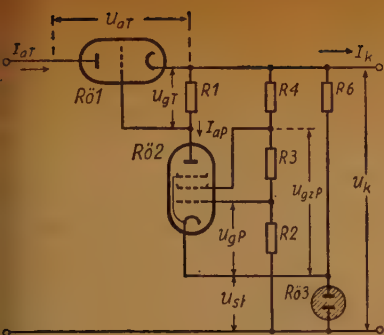
*

Stabilisierung von Gleichspannungen

Zu dem Problem der Stabilisierung von Gleichspannungen, das in „FUNK UND TON“ von Dr. L. Brück (Apr. 1949, S. 224 ... 229) und neuerdings von W. Taeger (Aug. 1950 S. 403 ... 411) behandelt wurde, ist noch einiges zu bemerken und nachzutragen. In der zweiten Arbeit behandelt T. von S. 407 ab die bekannte Schaltung mit Trioden als gesteuertem Vorwiderstand sowie mit Steuerverstärker und Abgriff der Steuerspannung hinter der regelnden Röhre. Zwischen dieser Schaltung und der im ersten Teil der gleichen Arbeit beschriebenen mit Abgriff der Steuerspannung von der regelnden Röhre besteht ein grundsätzlicher Unterschied. Die erste Schaltung arbeitet mit Vorwärtsregelung, die zweite dagegen mit Rückwärtsregelung. Mit der Vorwärtsregelung kann man unter gewissen Voraussetzungen eine vollständige Kompensierung von Schwankungen der Eingangsspannung oder auch eine Überkompensierung erreichen. Den Ausgleich von Schwankungen der Ausgangsspannung infolge von Änderungen des Verbraucherstromes erlaubt die Vorwärtsregelung in der dargestellten Form nicht. Demgegenüber ist bei der Rückwärtsregelung eine vollständige Kompensierung grundsätzlich unmöglich. Es muß immer ein kleiner Fehler bestehen bleiben, da ja nur ein bestehender Fehler eine Steuerspannung erzeugen kann, die die Regelwirkung hervorbringt. Dagegen ist mit der Rückwärtsregelung die gleichzeitige Ausregelung von Schwankungen der Eingangsspannung und von Einflüssen der Änderungen des Verbraucherstromes auf die Ausgangsspannung möglich. Eine Formel für eine solche Bemessung der Regelschaltung, daß gerade vollständiger Ausgleich erreicht wird, kann man also höchstens für eine Vorwärtsregelung, nicht aber, wie T. das zu tun versucht (Formel 14, S. 209), auch für die Rückwärtsregelung aufstellen. Für die Rückwärtsregelung gilt nur die triviale Feststellung, daß die Regelung um so besser ist, je höher die Verstärkung der Regelspannung getrieben werden kann.

Die Wirkungsweise der von T. a. a. O. behandelten Schaltung, S. 407, die hier als Abb. 1 noch einmal gebracht sei, ist an sich leicht zu übersehen: Hinter der Röhre R_ö 1, die als veränderbarer Widerstand die Ausgangsspannung regelt, liegen parallel zueinander zwei Spannungsteiler. Der eine besteht aus R₆ und R_ö 3 und hat die Aufgabe, an R_ö 3 eine von der Ausgangsspannung U_k praktisch unabhängige konstante Spannung U_{st} als Vergleichsspannung herzustellen.

Der zweite Spannungsteiler besteht aus R₂, R₃, R₄. Er ist so bemessen, daß der Spannungsabfall an R₂ bei der gewünschten Ausgangsspannung U_k um den Betrag der Gitterspannung U_{gP} kleiner ist als U_{st} . Abweichungen der Spannung U_k von ihrem Sollwert haben Änderungen der Gitterspannung U_{gP} zur Folge, die ein Maß für die Größe der Abweichung ΔU_k darstellen. Sie steuern die Regelwirkung von R_ö 1, indem der vom Anodenstrom I_{aP} der Röhre R_ö 2 an R₁ erzeugte, also durch die Änderungen von U_{gP} beeinflusste Spannungsabfall als Gitterspannung U_{gT} der Röhre R_ö 1 den Widerstand dieser Röhre in richtigem Sinne verändert. Damit also eine Änderung des Innenwiderstandes von R_ö 1 bei einer Änderung der Eingangsspannung aufrechterhalten werden kann, muß eine wenn auch kleine Änderung der Ausgangsspannung bestehen bleiben. Man sieht also:



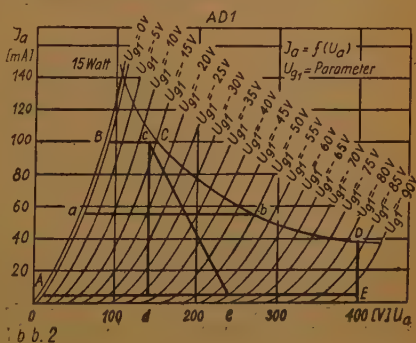
Einfluss von Verbraucherstromänderungen auf die Ausgangsspannung ist die Verwendung je einer zusätzlichen Vorwärtsregelung erforderlich [1]. Sollen die höchsten Ansprüche an die Konstanz der Ausgangsspannung bei wechselnden Eingangsspannungen und bei wechselnder Last befriedigt werden, so sind noch kompliziertere Schaltungen erforderlich [2]. Für die weitaus meisten Anwendungszwecke reicht jedoch die mit der einfachen Rückwärtsregelung bei richtiger Bemessung erreichbare Regelgenauigkeit aus.

Regeln für die Bemessung der Elemente einer solchen Regelschaltung hat Dr. B. in der erstgenannten Arbeit gegeben. Dort fehlt aber noch die naturgemäß stark interessierende Ableitung für die mit einer gegebenen Schaltung erzielbaren Regeleigenschaften. Diese sei hier nachgetragen.

Nach dem vorstehenden handelt es sich dabei im wesentlichen um die Bestimmung der Verstärkung in den beiden verwendeten Röhren. Gleichzeitig ergibt sich die Ableitung einiger fehlender Regeln zur Erreichung der größten möglichen Verstärkung. Wegen der Änderung der Kenngrößen der Röhren innerhalb des ausgenutzten Arbeitsbereiches ist es am einfachsten und sichersten, sich zur Bestimmung der Verstärkung der entsprechenden Kennlinienfelder zu bedienen.

Das Kennlinienfeld der Leistungsröhre

Bei der als regelbarer Vorwiderstand wirkenden Leistungsröhre interessiert die Bestimmung des Innenwiderstandes bzw. der Zusammenhang zwischen der an der Röhre abfallenden Spannung U_{aT} in Abhängigkeit von Anodenstrom I_{aT} und Gitterspannung U_{gT} . Dieser Zusammenhang ist im I_a - U_a -Kennlinienfeld [Abb. 2] gegeben. Das ausnutzbare Arbeitsfeld ist begrenzt durch die Gitterspannung $U_{gT} = -1$ V (Linie A ... B), den höchsten zulässigen Katodenstrom oder den höchsten Verbraucherstrom $I_{aT \max}$ (Linie B .. C), die höchste zulässige Anodenverlustleistung $N_{aT \max}$ (Linie C ... D), die höchste zulässige Anodenspannung $U_{aT \max}$ (Linie



D ... E) und den kleinsten Anodenstrom $I_{aT \min}$ (Linie E ... A), der den Strom durch die beiden Spannungsteiler darstellt.

Bei konstantem Verbraucherstrom ($I_{aT} = \text{konst.}$) wird bei der Ausregelung von Schwankungen der Eingangsspannung eine waagerechte Linie a ... b durchlaufen. Ihre Enden auf den Grenzlinien des Arbeitsfeldes geben auf der Abzisse den Bereich der in der Röhre abfallenden Spannung, also die Größe des Spannungsregelbereiches und auf den U_g -Linien die zugehörigen Gitterspannungen an. Beim Ausregeln von Spannungsschwankungen, die durch Änderungen des Verbraucherstromes I_a bedingt sind, wird bei sehr kleinem Innenwiderstand der speisenden Spannungsquelle (Gleichstromnetz) die senkrechte Linie c ... d durchlaufen, deren Enden wieder auf den Grenzen des Arbeitsfeldes liegen, auf der Ordinate die Grenzen des Anodenstromes, also den Stromregelbereich, und auf den U_g -Linien wieder die zugehörigen Gitterspannungswerte angeben. Hat dagegen die speisende Spannungsquelle einen nicht vernachlässigbar kleinen Innenwiderstand, wie das z. B. bei Speisung aus dem Wechselstromnetz über einen Gleichrichter mit dem Innenwiderstand R_{IGI} der Fall ist, so ergibt sich für die Ausregelung der durch Verbraucherstromänderungen bedingten Spannungsänderungen bei konstanter Netzspannung etwa die Arbeitslinie c ... e, die den Spannungsabfall $I_a \cdot R_{IGI}$ am Gleichrichter als Verminderung der in der Röhre zu verbrauchenden Spannung bei steigendem Strom berücksichtigt. Bei der Regelung auf der Linie c ... d ist der Gitterspannungsbedarf $\Delta U_{gT} = U_{gT}(d) - U_{gT}(c)$ beim Durchlaufen des Regelbereiches wesentlich kleiner als bei der Regelung auf der Linie c ... e. Das zeigt, daß der Innenwiderstand der speisenden Spannungsquelle ungünstig auf den Regelvorgang einwirkt. Man wird also den Innenwiderstand der Gleichrichterschaltung möglichst klein halten. Wegen der weitgehenden Ausregelung von Schwankungen der Eingangsspannung, also auch einer aus dem Gleichrichter stammenden Brummspannung, wird man auch zu prüfen haben, ob ein Siebglied zwischen Gleichrichter und Regelschaltung erforderlich ist oder der Ladekondensator allein genügt.

Aus dem $I_a - U_a$ -Kennlinienfeld der Leistungsröhre sind also neben den Leistungsgrenzen der Regelschaltung auch die für jeden Betriebsfall an der Leistungsröhre als Gitterspannung erforderlichen Regelspannungen zu entnehmen.

Das Kennlinienfeld der Steuerröhre

Die zur Steuerung von Röl erforderlichen Gitterspannungen werden als Spannungsabfall an R 1 durch den Anodenstrom der Steuerröhre Röl 2 gewonnen. Zur Erzielung der gewünschten hohen Verstärkung wird hier zweckmäßig eine Pentode mit sehr kleinem Durchgriff, z. B. vom Typ EF 12, verwendet. Für die Abhängigkeit der Steuergitterspannung U_{gP} von der Ausgangsspannung U_k besteht die Beziehung

$$\Delta U_{gP} = v \cdot \Delta U_k$$

mit

$$v = \frac{R_2}{R_2 + R_3 + R_4}$$

Daher interessiert hier der Zusammenhang zwischen Anodenstrom I_{aP} und Steuergitterspannung U_{gP} . Solange $U_{aP} > U_{g2P}$, ist bei Pentoden mit hohem Innenwiderstand wie im vorliegenden Falle I_{aP} praktisch unabhängig von U_{aP} . Den gesuchten

Zusammenhang zwischen dem Anodenstrom I_{aP} und der zugehörigen Steuergitterspannung U_{gP} gibt also das $I_a - U_g$ -Kennlinienfeld mit U_{g2} als Parameter.

Bei Verwendung großer Arbeitswiderstände, die zur Erzielung hoher Verstärkungsgrade erforderlich sind, wie noch gezeigt wird (die Bemessung $R_1 = 1800 \Omega$ bei T. a. a. O. ist sehr ungünstig!), fließen zur Erzielung der bis -1 V herabgehenden Gitterspannungen U_{gT} in R_1 und R_2 sehr kleine Ströme. Zur Bestimmung des Steuerspannungsbedarfes ΔU_{gP} am Steuergitter von R_2 braucht man also $I_a - U_g$ -Kennlinienfelder mit logarithmischem Maßstab für I_{aP} , wie sie für Regelröhren vorliegen. Für normale Pentoden, wie die EF 12 und die ihr gleichende AF 7, sind solche Kennlinienfelder m. W. bisher nicht veröffentlicht worden. Das hier als Abb. 3 gebrachte Kennlinienfeld stellt Mittelwerte aus Messungen an Einzelröhren EF 12 und AF 7 aus Berliner, Erfurter und Neuhauser Fertigung dar.

Aus diesem Kennlinienfeld kann man in Verbindung mit dem Kennlinienfeld von R_1 das Regelverhalten des Gerätes bequem für jeden Betriebsfall ablesen.

Zu der Gitterspannung der Leistungsröhre, die man aus deren Kennlinienfeld entnimmt, wie oben beschrieben, errechnet man leicht den Anodenstrom der Steuerröhre:

$$I_{aP} = \frac{U_{gT}}{R_1}$$

Die Schirmgitterspannung ist aus den Daten der Schaltung bekannt:

$$U_{g2P} = U_k \cdot \frac{R_2 + R_3}{R_2 + R_3 + R_4} - U_{st}$$

Zu dem Anodenstrom I_{aP} liest man an der Kennlinie U_{g2P} die Steuergitterspannung U_{gP} ab. Aus der Differenz ΔU_{gP} für zwei Gitterspannungen, die bei einem zu untersuchenden Betriebsfall den Regelbereich einschließen, folgt die Änderung ΔU_k der Verbraucherspannung U_k , die beim Durchlaufen des Regelbereiches eintritt:

$$\Delta U_k = \Delta U_{gP} \cdot \frac{R_2 + R_3 + R_4}{R_2}$$

Z. B. darf für einen konstanten Verbraucherstrom $I_k = 50 \text{ mA}$, dem ein Anodenstrom $I_{aT} = I_k + I_a \text{ min} = 55 \text{ mA}$, Arbeitslinie a ... b in Abb. 2 entspricht, die Eingangsspannung um $270 - 60 = 210 \text{ V}$ schwanken. Der Spannungsregelbereich beträgt in diesem Fall 210 V . Zu der höchsten Eingangsspannung $U_e = U_k + 270 \text{ V}$ gehört die Gitterspannung $U_{gT}(b) = -51 \text{ V}$, zu der niedrigsten Eingangsspannung $U_e = U_k + 60 \text{ V}$ die Gitterspannung $U_{gT}(a) = -1 \text{ V}$. Bei $R_1 = 500 \text{ k}\Omega$ errechnet man:

$$I_{aP}(b) = \frac{51}{0,5} = 102 \mu\text{A}, \quad I_{aP}(a) = \frac{1}{0,5} = 2 \mu\text{A}.$$

Für eine Schirmgitterspannung $U_{g2P} = 30 \text{ V}$ liest man aus Abb. 3 ab:

$U_{gP}(b) = -1,23 \text{ V}$, $U_{gP}(a) = -2,1 \text{ V}$. Daraus folgt:

$\Delta U_{gP}(a \dots b) = 2,1 - 1,23 = 0,87 \text{ V}$ und für ein $v = 0,4$:

$$\Delta U_k(a \dots b) = \frac{1}{v} \cdot \Delta U_{gP}(a \dots b) = \frac{1}{0,4} \cdot 0,87 = 2,2 \text{ V}.$$

Beim Durchlaufen des gesamten Regelbereiches, also bei einer Änderung der Ein-

gangsspannung um 210 V ändert sich die Ausgangsspannung um 2,2 V, also um und 1 %.

Der Anodenwiderstand und die Schirmgitterspannung der Steuerröhre

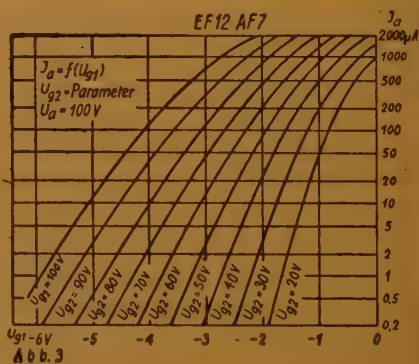
Weiteren Aufschluß über das Regelverhalten der Schaltung liefert die Ablesung von Zwischenwerten, also die Unterteilung des gesamten Regelbereiches in einige kleinere Bereiche. Man erhält so z. B. die folgende Tabelle:

U_{aT}	60	100	140	180	220	270	V
U_{gT}	- 1	- 11	- 20	- 29	- 38	- 51	V
U_{gP}	- 2,1	- 1,61	- 1,47	- 1,38	- 1,31	- 1,23	V
ΔU_{gP}	0,49	0,14	0,09	0,07	0,08		V
ΔU_k	1,22	0,35	0,225	0,175	0,2		V
$\frac{\Delta U_k}{\Delta U_e} \cdot 10^3$	30	8,8	5,6	4,4	4,0		

Die Regelung ist also keineswegs im ganzen Bereich gleich gut, sondern wird mit abnehmender Gitterspannung U_{gT} der Leistungsröhre schlechter. Auf diese Tatsache wird man besonders dann zu achten haben, wenn man nicht gezwungen ist, den ganzen Bereich auszunutzen: Man wird dann möglichst Gitterspannungen unter - 5 ... - 10 V vermeiden. Der Abfall der Regelgenauigkeit bei kleinen Gitterspannungen U_{gT} ist natürlich auf die mit sinkendem Anodenstrom abnehmende Steilheit und Verstärkung der Steuerröhre zurückzuführen.

Man darf sich durch diese Überlegung nicht dazu verleiten lassen, den Anodenstrom durch Verkleinerung des Anodenwiderstandes R_1 der Steuerröhre zu erhöhen. Denn die Steilheit nimmt langsamer ab als der Anodenstrom. Den Verstärkungsverlust und die Verschlechterung der Regelung entnimmt man ebenfalls bequem aus Abb. 3. Bei $R_1 = 100 \text{ k}\Omega$ und $U_{gT} = - 51 \text{ V}$ wird $I_{aT \text{ max}} = 510 \mu\text{A}$. Um der Gefahr des Gitterstromereinsatzes am Steuergitter der Pentode zu entgehen, muß man mindestens $U_{g2P} = 40 \text{ V}$ wählen. Auf dieser Linie liest man ab und errechnet:

U_{aT}	60	100	140	180	220	270	V
U_{gP}	- 2,24	- 1,62	- 1,43	- 1,30	- 1,19	- 1,07	V
$\frac{\Delta U_k}{\Delta U_e} \cdot 10^3$	39	11,9	8,15	6,9	6,0		



Die Regelung ist also im ganzen Bereich etwa um den Faktor 1,5 schlechter als mit $R_1 = 500 \text{ k}\Omega$. Zu $R_1 = 25 \text{ k}\Omega$ gehören die Werte $I_{aP \text{ max}} = 2,04 \text{ mA}$ und $U_{g2P} = 70 \text{ V}$. Man liest aus Abb. 3 ab und errechnet:

U_{aT}	60	100	140	180	220	270	V
U_{gP}	- 3,21	- 2,19	- 1,86	- 1,69	- 1,35	- 1,06	V
$\frac{\Delta U_k}{\Delta U_e} \cdot 10^3$	64	21	16,3	15,6	14,5		

Die Regelung ist also im Durchschnitt um weitere 50 % schlechter geworden.

Zu dieser Verschlechterung infolge der Verstärkungsverringerung von R_2 kommt häufig noch eine weitere Verschlechterung infolge einer Verringerung des Faktors v hinzu. Denn wegen der Erhöhung der Schirmgitterspannung U_{g2P} muß bei einer bestimmten Verbraucherspannung U_k für U_{st} und damit auch für U_{R2} ein kleinerer Wert gewählt werden. Denn es gilt ja:

$$U_k = U_{st} + U_{aP} + U_{gT \text{ max}} \geq U_{st} + U_{g2P} + U_{gT \text{ max}},$$

weil ein Absinken der Anodenspannung der Steuerpentode unter die Schirmgitterspannung einen beträchtlichen Verstärkungsverlust wegen der dann einsetzenden Stromübernahme auf das Schirmgitter zur Folge hätte und daher vermieden werden muß. Außerdem besteht die Beziehung:

$$v \approx \frac{U_{st}}{U_k},$$

da ja $U_{R2} \approx U_{st}$, so daß v um so günstiger sein kann, je größer sich der Anteil von U_{st} an U_k machen läßt.

Für die Bemessung von U_{g2P} gilt: Um Störungen des Regelvorganges durch Gitterstrom sicher zu vermeiden, muß die Gitterspannung U_{gP} der Steuerröhre bei dem größten Anodenstrom, $I_{aT \text{ max}}$, der durch die höchste vorkommende Gitterspannung U_{gT} der Leistungsröhre und den gewählten Arbeitswiderstand R_1 festgelegt ist, mindestens - 1 V betragen. Mit dieser Forderung kann der Mindestwert für U_{g2P} aus Abb. 3 entnommen werden. Dieser ist aber gleichzeitig der günstigste Wert. Denn bei der Betrachtung des Kennlinienfeldes sieht man leicht, daß die Steilheit der Röhre bei gleichem Anodenstrom mit zunehmender Schirmgitterspannung abnimmt. Bei festgelegter Verbraucherspannung U_k und aus Abb. 2 entnommener größter Gitterspannung $U_{gT \text{ max}}$ der Leistungsröhre würde außerdem die Wahl einer unnötig hohen Schirmgitterspannung U_{g2P} wieder auf Kosten der für U_{st} verfügbaren Spannung gehen und damit ein ungünstigeres v erzwingen.

Aus dem Vorstehenden ergeben sich also die folgenden Regeln für die Bemessung von R_1 und U_{g2P} :

1. Der Anodenwiderstand der Steuerpentode, R_1 , ist so groß zu wählen, wie es als Gitterableitungswiderstand der Leistungsröhre zulässig ist. (Z. B. $700 \text{ k}\Omega$ für A D 1, AL 5, EL 12, $1 \text{ M}\Omega$ für AL 4, CL 4, EL 11.) Der Wert ist nicht kritisch.

2. Die Schirmgitterspannung der Steuerpentode, U_{g2P} , ist aus dem $I_a - U_g$ -Kennlinienfeld mit U_{g2P} als Parameter (Abb. 3) so zu bestimmen, daß für den größten auftretenden Anodenstrom $I_{aP \max} = \frac{U_{gT \max}}{R_1}$ die Steuergitterspannung U_{gP} der Pentode ungefähr -1 V beträgt.

Mit diesen Regeln und den von Dr. B. a. a. O. gegebenen Formeln kann man schnell die günstigste Bemessung einer Regelschaltung erhalten. Es sei noch darauf hingewiesen, daß Regelschaltungen für einen bestimmten Zweck, für den die gerade notwendigen Grenzen des Regelbereiches festgelegt und der Bemessung der Schaltelemente zugrundegelegt werden, meist größere Regelgenauigkeiten erreichen lassen als Regelgeräte für universelle Verwendung mit möglichst bis an alle Grenzen des Arbeitsbereiches der Leistungsröhre ausgedehntem Regell bereich.

Verbesserung der Regeleigenschaften durch gleichzeitige Vorwärts- und Rückwärtsregelung

Das vorstehend durchgeführte Zahlenbeispiel ergab, daß der Restfehler der einfachen Rückwärtsregelung für den Ausgleich von Schwankungen der Eingangsspannung bei Verwendung der üblichen Röhren etwa $0,5 \dots 1\%$ beträgt. Bei der Ausregelung von Schwankungen der Ausgangsspannung infolge von Laständerungen bei einem Innenwiderstand der Spannungsquelle $R_{iG1} = 1000 \Omega$ ist für $\Delta I_k = 100$ mA nach Abb. 2 $\Delta U_{gT} = 44$ V. Bei $U_{gT} = -1 \dots -45$ V und $R_1 = 500$ k Ω ergibt das nach Abb. 3 $\Delta U_{gP} = 2,1 - 1,27 = 0,83$ V, also bei $v = 0,4$ $\Delta U_k = 2,1$ V. Der wirksame Innenwiderstand der als Stromquelle betrachteten Regelschaltung beträgt also:

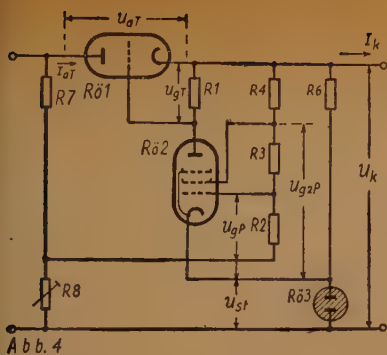
$$R_{i\text{reg}} = \frac{\Delta U_k}{\Delta I_k} = \frac{2,1}{0,1} = 21 \Omega.$$

Bei $U_{gT} = -13 \dots -57$ V (Linie c ... e in Abb. 2) ergibt sich:

$$R_{i\text{reg}} = \frac{1,57 - 1,20}{0,4 \cdot 0,1} = 9,25 \Omega.$$

$R_{i\text{reg}}$ liegt also je nach dem Bereich, in dem man $R_{\Omega 1}$ betreibt, in der Größenordnung von $1 \dots 20 \Omega$. Reichen diese Werte und die oben angeführten für den Restfehler bei Spannungsschwankungen für einen bestimmten Anwendungszweck nicht aus, so muß man neben der Rückwärtsregelung zusätzliche Vorwärtsregelungen vorsehen. Man erkennt leicht, daß man für die Ausregelung von Schwankungen der Eingangsspannung und für die Herabsetzung des Innenwiderstandes die Steuerspannungen in verschiedener Weise erzeugen muß.

Abb. 4 zeigt ein Ausführungsbeispiel einer Schaltung mit zusätzlicher Vorwärtsregelung für die Ausregelung von Speisespannungsschwankungen und für die weitere Herabsetzung des Innenwiderstandes. Die Steuerspannung für die Ausregelung von Netzspannungsschwankungen greift man an einem vor der regelnden Röhre $R_{\Omega 1}$ liegenden Spannungsteiler R 7, R 8 ab. Der Widerstand R 8 liegt dabei gleichzeitig im Spannungsteiler R 8, R 2, R 3, R 4, von dem die Spannung für das Steuergitter abgegriffen wird. Da sich in R 8 die Ströme und entsprechend auch die Spannungs-



abfälle addieren, ist die Spannung des Steuer-
gitters von Rö 2 sowohl von der Eingangs-
spannung als auch von der Ausgangsspan-
nung abhängig. R 8 macht man zweckmäßig
einstellbar, da seine Größe kritisch ist und
außerdem wegen der verhältnismäßig großen
Streuung der Verstärkung in Rö 2 eine
Nachstellung bei Röhrenwechsel erwünscht
sein kann. R 8 wird so eingestellt, daß die
an ihm abfallende Spannung gerade aus-
reicht, um die Schwankungen der Eingangs-
spannung in der regelnden Röhre aufzu-
fangen oder mit anderen Worten: Die Span-

nungsänderung ΔU_{R8} , die bei einer Netzspannungsschwankung ΔU_e eintritt, muß
gerade gleich der Gitterspannungsänderung ΔU_{gP} sein, die zu dem Restfehler ΔU_k
gehört, der bei reiner Rückwärtsregelung verbleiben würde. Im vorliegenden Rech-
nungsbeispiel müßte also $\Delta U_{R8} = 0,01 \cdot \Delta U_e \dots 0,005 \cdot \Delta U_e$ oder $R 8 = 0,01 \cdot R 7$
 $\dots 0,005 \cdot R 7$ gewählt werden.

Die Vorwärtsregelung übernimmt also die Hauptregelung und die Rückwärtsregelung
die Ausregelung der Fehler, die durch die veränderliche Verstärkung innerhalb des
Regelbereiches und durch Änderung von Röhreneigenschaften (Alterung, Steilheits-
änderungen infolge von Heizspannungsschwankungen) eintreten. In dem gleichen Ver-
hältnis, wie diese Fehler zum gesamten Regelbereich stehen, verbessert sich also auch
die Spannungskonstanz.

Die Steuerspannung für die Ausregelung der Spannungsschwankungen, die von Ver-
braucherstromänderungen herrühren, gewinnt man dadurch, daß man zwischen den
Fußpunkt der Spannungsteiler für den Abgiff der Gitterspannung U_{gP} und den
Fußpunkt der festgehaltenen Spannung U_{st} , die das Katodenpotential bestimmt,
einen vom Verbraucherstrom durchflossenen kleinen Widerstand W 9 einfügt. Wird
er so groß gewählt, daß $R 9 \cdot \Delta I_a = \Delta U_k$, oder mit anderen Worten: $R 9 = R_{Reg}$,
so übernimmt wieder diese Steuerspannung die Hauptregelung, und für die Rück-
wärtsregelung verbleibt nur der Ausgleich der Fehler der Vorwärtsregelung. Auch
diesen Widerstand macht man zweckmäßig einstellbar.

Zum Schluß sei darauf hingewiesen, daß bei der praktischen Ausführung von Regel-
schaltungen der vorbeschriebenen Art die zur Erzeugung des Spannungsnormals
dienende Glimmröhre das schwächste Glied darstellt. Denn leider ist die an einer
Glimmlampe auch bei gleichem Strom abfallende Spannung über längere Zeiträume
nicht ganz konstant, und verschiedene Exemplare des gleichen Typs verhalten sich
durchaus nicht gleich. Für bestimmte Meßzwecke kann es daher zweckmäßig sein,
die Glimmlampe durch eine Trockenbatterie zu ersetzen, wobei dann natürlich der
zugehörige Widerstand W 6 unbenutzt bleibt.

Zusammenfassung

Mit der Rückwärtsregelung kann in der bekannten Schaltung mit Verstärkerröhre
als geregelter Vorwiderstand und Steuerverstärker keine völlige Konstanz der ge-

regelten Spannung erreicht werden. Sowohl bei Änderungen der unregelten Spannung als auch bei Laständerungen verbleiben Restfehler, deren Größe mit Hilfe der Kennlinienfelder bestimmt wird. Ein geeignetes Kennlinienfeld für Steuerpentoden (Typ EF 12, AF 7) mit logarithmischem Maßstab für den Anodenstrom wird gegeben. Der Arbeitswiderstand für die Steuerpentode soll möglichst groß sein und die Schirmgitterspannung so gewählt werden, daß die Steuergitterspannung bei maximalem Anodenstrom etwa -1 V ist. Durch Anwendung je einer zusätzlichen Vorwärtsregelung zur Ausregelung von Eingangsspannungsschwankungen und zur weiteren Herabsetzung des wirksamen Innenwiderstandes der Regelschaltung kann eine wesentliche Verbesserung erzielt werden.

Schrifttum

- [1] V. Kussl, Konstante Gleichspannungen. Elektrotechnik 1947, H. 3, S. 95, 96.
- [2] Lindenhovius, Rinia, Ein Netzanschlußgerät mit stabilisierter Spannung. Phillips Techn. Rundschau 1941, Heft 2, S. 54 ... 61.

*

*

*

Nur noch DM 3.— zuzüglich Postgebühren sind von unseren Abonnenten jetzt an den Briefzusteller für FUNK UND TON zu entrichten, da ab April das Bezugsgeld nur für **einen** Monat und nicht mehr für ein Vierteljahr erhoben wird.

Die Erzeugung tonfrequenter Spannungen für Meßzwecke

Allgemeines

Zu den wichtigsten Hilfseinrichtungen für die Prüfung und Messung von Rundfunkgeräten, Verstärkern und Einzelteilen gehören Spannungsquellen, die tonfrequente Spannungen erzeugen. Insbesondere zur Prüfung von Mikrofonen, Lautsprechern, Tonabnehmern, Niederfrequenzübertragern, Tonfrequenzverstärkern usw. sind sie unentbehrlich.

Die wichtigsten Anforderungen, denen ein für Meßzwecke geeigneter Tonfrequenz-erzeuger genügen muß, sind folgende:

1. Von äußeren Einflüssen, z. B. Netzspannungs- und Temperaturschwankungen, möglichst unabhängige konstante Frequenz und Amplitude der erzeugten Wechselspannung;
2. Möglichst genaue Sinusform, d. h. geringer Oberschwingungsgehalt (Klirrfaktor) der erzeugten Wechselspannung.

In der Praxis werden hiermit zumeist noch zwei weitere Forderungen verbunden:

3. Stufenweise oder stetige Regelbarkeit der Höhe der erzeugten Tonfrequenzspannung;
4. Stufenweise oder stetige Einstellbarkeit der Frequenz der erzeugten Tonfrequenzspannung; beim Übergang von einer Frequenz zur andern soll sich die Höhe der erzeugten Spannung möglichst wenig ändern.

Hinzu treten noch die üblichen, an Prüfgeräte zu stellenden Anforderungen, wie zeitliche Konstanz, leichte Bedienbarkeit, geringe Störanfälligkeit u. ä.

Nach dem für die Erzeugung der Tonfrequenz angewandten physikalischen Prinzip unterscheidet man zwischen:

- a) Generatoren mit mechanisch bewegten Teilen; hierzu gehören Magnetsummer, Wechselstrommaschinen (Tonräder), Frequenzschallplatten u. a. m.;
- b) Eigenerrregte Generatoren; die größte Bedeutung besitzt der Rückkopplungs-Tongenerator mit Hochvakuumröhre, der üblicherweise mit abgestimmtem L-C-Schwingkreis arbeitet; aber auch Phasenschieber-Schwingschaltungen (RC-Generatoren) sind hierher zu rechnen. Für geringe Ansprüche sind auch Glimmröhren-Schwingschaltungen gebräuchlich;
- c) Schwebungs-Generatoren, bei denen durch Überlagerung zweier frequenzbenachbarter Hochfrequenzschwingungen in einer Demodulatorschaltung eine Tonfrequenz erzeugt wird;
- d) Fremderregte Generatoren; hier sind die durch Stimmgabeln oder piezoelektrische Kristalle gesteuerten Generatoren zu nennen.

Es ist klar, daß keine der genannten Generatorarten alle oben angeführten Forderungen erfüllen kann. Ein Stimmgabel- oder Quarzgenerator zeichnet sich wohl durch äußerste Frequenzgenauigkeit und -konstanz aus, ermöglicht aber keine stetige

Frequenzeinstellung; der Schwebungsgenerator überstreicht leicht den ganzen Tonfrequenzbereich, ist aber im Aufbau kompliziert und nicht unbedingt frequenzgenau usw. Die folgenden Ausführungen sollen daher außer der Erläuterung der Wirkungsweise und der Angabe praktischer Hinweise auch die Eignung der einzelnen Generatorarten für verschiedene Zwecke angeben.

Generatoren mit mechanisch bewegten Teilen

Tongeneratoren mit mechanisch bewegten Teilen — mit Ausnahme vielleicht der Frequenzschallplatte — sind im Bereich der Rundfunkmeßtechnik durch andere Bauformen praktisch verdrängt, so daß diese hier summarisch behandelt werden können. In älteren Meßbrücken u. ä. findet man noch hier und da als Wechselstromquellen Magnetsummer; dies sind nach dem Prinzip des Wagnerschen Hammers arbeitende Geräte. Ihre Prinzipschaltung zeigt Abb. 1. Die schwin-

gende Bewegung des Ankers A erzeugt im Primärstromkreis, der von der Gleichspannungsquelle U_0 gespeist wird, eine periodisch unterbrochene, zerhackte Gleichspannung, deren Wechselkomponente transformatorisch von L_1 auf L_2 übertragen wird. Da die Wechselspannungskomponente einer zerhackten Gleichspannung sehr überschwingungsreich ist, wird parallel zu L_2 ein Kondensator C_2 geschaltet, mit dem L_2 einen auf die Unterbrecherfrequenz abgestimmten Resonanzkreis bildet; hierdurch wird eine Verringerung des Überschwingungsgehaltes bewirkt. Die Reihenschaltung $R_1 C_1$ dient zur Funkenlöschung (HF-Entstörung). Die Frequenz hängt in erster Linie von der Eigenschwingungsdauer des Ankers, in geringerem Maße auch von der Kontakteinstellung und von U_0 ab. Die Tatsache des verhältnismäßig hohen Überschwingungsgehaltes, die Unmöglichkeit, eine Frequenzvariation in einem größeren Bereich durchzuführen, die Störanfälligkeit und die mangelnde Frequenzkonstanz sind auch die Gründe, weshalb der Magnetsummer praktisch seine Bedeutung verloren hat.

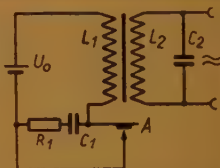


Abb. 1 Magnetsummer

Die Wechselstrommaschine ist insbesondere in der Form, wie sie von der Deutschen Post als Wechselstromtelegrafie-Generator verwendet wird, eine recht ausgereifte Konstruktion (Frankesches Tonrad). Sie erzeugt gleichzeitig 12 oder 18 feste Tonfrequenzen mit geringem Klirrfaktor, die wegen des Antriebs der Maschine durch einen Synchronmotor sehr frequenzgenau sind. Daß die Wechselstrommaschine trotzdem in der Funkmeßtechnik keine Verbreitung gefunden hat, liegt außer an ihrem hohen Preis sicherlich an ihrem großen Umfang, ihrem hohen Gewicht usw.

Ein beliebtes Mittel zur Erzeugung von Tonfrequenzspannungen für Meßzwecke ist die Frequenzschallplatte in Verbindung mit einem elektrischen Plattenspieler und einem guten Tonfrequenzverstärker. Frequenzschallplatten sind handelsübliche Schallplatten, auf denen eine oder nacheinander mehrere praktisch überschwingungsfreie Frequenzen aufgezeichnet sind; es gibt auch Platten mit kontinuierlich logarithmisch ansteigender Frequenz. Die Frequenzgenauigkeit hängt von der Drehzahlgenauigkeit des Antriebsmotors, der Klirrfaktor von den Eigenschaften des Tonabnehmers und des Verstärkers ab. Für den Antrieb wird daher am besten ein Synchronmotor für 78 U/min, für die Abtastung ein Tonabnehmer mit möglichst linearer Frequenzcharakteristik, für die Verstärkung ein guter Meßverstärker verwendet. Wegen des

Nadelgeräusches sind Frequenzschallplatten für hohe Frequenzen wenig geeignet. Bei niedrigen Frequenzen läßt sich das Nadelgeräusch durch ein oberhalb etwa 4500 Hz sperrendes Filter (Tiefpaß) unterdrücken.

Eigenerrgte Generatoren

Der bekannteste und verbreitetste eigenerrgte Tonfrequenz-Schwingungserzeuger ist der Rückkopplungs-Generator mit LC-Schwingkreis. Sein grundsätzliches Schaltbild zeigt Abb. 2. Im Anodenkreis der Röhre liegt ein Schwingungskreis $L_a C_a$, der mit der im Gitterkreis liegenden Rückkopplungsspule L_r induktiv gekoppelt ist. Daher wird eine in dem Schwingungskreis $L_a C_a$ angestoßene Schwingung auf den Gitterkreis übertragen (rückgekoppelt). Hierdurch wird eine Steuerung des Anodenstromes hervor-

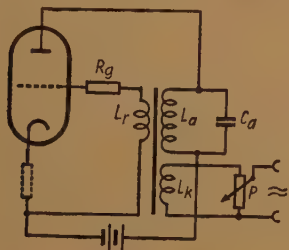


Abb. 2 Rückkopplungs-Tongenerator in Meißner-schaltung

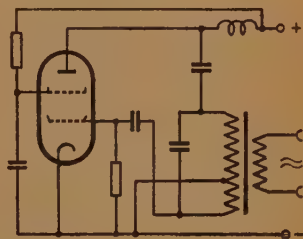


Abb. 3 Rückkopplungs-Tongenerator in Dreipunkt-schaltung

gerufen, die bei genügender Intensität und richtiger Phasenlage die Anodenkreis-schwingung verstärkt und so ein Anwachsen der Schwingung bewirkt (Rückkopplungs-prinzip), bis sich durch eine Nichtlinearität ein stabiler Schwingungszustand ausbildet. Die auf diese Weise erzeugte Wechselspannung wird durch eine Ankopplungsspule L_k abgenommen und (gegebenenfalls über einen Spannungsteiler P) einem Verbraucher zugeführt.

Ohne auf die Theorie des LC-Rückkopplungs-generators näher einzugehen, sei hier kurz angegeben, daß die erzeugte Tonfrequenz praktisch gleich der Resonanzfrequenz

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{L_a [H] C_a [F]}} = \frac{10^6}{2\pi \sqrt{L_a [H] \cdot C_a [pF]}}$$

des Anodenkreises $L_a C_a$ ist. Aus Gründen einer phasenreinen Rückkopplung und einer möglichststen Belastungsunabhängigkeit der erzeugten Frequenz ist die Verwendung von Pentoden statt Trioden anzuraten. Die Rückkopplung zwischen L_a und L_r soll so fest sein, daß die Schwingungen sicher einsetzen; ein Windungszahlen-verhältnis von etwa 1 : 4 zwischen Rückkopplungs- und Schwingkreisspule dürfte ein guter Mittelwert bei fester Kopplung (Eisenkern-Übertrager) sein. Die maximal abgebbare Tonfrequenzleistung ist gleich der Anodenwechselstromleistung der Röhre; im Interesse eines geringen Klirrfaktors sollte diese aber nicht voll ausgenutzt werden. Die Aussteuerung der Röhre und damit die von dieser abgebbare Leistung läßt sich durch Wahl einer geeigneten Gittervorspannung oder Schirmgitterspannung leicht auf einen günstigen Wert einstellen. Zur Unterbindung der Aussteuerung der Röhre

in den positiven Gitterspannungsbereich hinein dient in Abb. 2 der Widerstand R_g (0,1 ... 1 M Ω), der bei negativer Gitterspannung unwirksam ist. Bei positiver Spannung am Gitter fließt ein Strom, der an R_g einen so hohen Spannungsabfall erzeugt, daß das Gitter nur sehr schwach positiv werden kann (Amplitudenbegrenzung). Natürlich sind auch andere LC-Rückkopplungsschaltungen, beispielsweise die Dreipunktschaltung (Abb. 3), anwendbar.

Die Frequenzkonstanz des LC-Generators hängt vorwiegend von der Konstanz des Schwingkreises ab. Sie beträgt normalerweise etwa 0,5%. Der Einfluß anderer Schaltelemente oder der Betriebsspannung auf die Frequenz läßt sich bei richtiger Dimensionierung (phasenreine, nicht zu feste Rückkopplung; Verwendung einer Pentode; geeigneter Arbeitspunkt) leicht klein halten. Bei hohen Ansprüchen sind ein temperaturkompensierter Schwingkreis und Stabilisierung der Betriebsspannung erforderlich. Auch Änderungen der Belastung können, da sie den Schwingkreis dämpfen, zu Frequenzabweichungen führen; man kann sich dagegen helfen, indem der Regler P (Abb. 2) klein gegen den geringsten vorkommenden Lastwiderstand gemacht wird, oder besser dadurch, daß zwischen Generator und Last eine als Verstärker arbeitende Trennröhre geschaltet wird. Dies ist in Abb. 4 der Fall; wo die Schwingröhre R \bar{o} 1 im Interesse geringster Verzerrungen nur schwach angesteuert wird (Einstellung mit Regler R \bar{p} ; Gegenkopplung); R \bar{o} 2 verstärkt die Schwingungen und entkoppelt den Generator von der an die Ausgangsklemmen anzuschließenden Belastung.

Ein Nachteil des LC-Generators ist, daß wegen der hohen Eigenkapazität von L_a sich mit üblichen Drehkondensatoren kein großer Frequenzbereich überstreichen läßt. Ist z. B. die Eigenkapazität von L_a etwa 250 pF und wird für C_a ein Drehkondensator von 25 pF Anfangs- und 500 pF Endkapazität verwendet, so ergibt sich für das Verhältnis der höchsten zur tiefsten Frequenz:

$$\frac{f_{\max}}{f_{\min}} = \sqrt{\frac{C_{\max}}{C_{\min}}} = \sqrt{\frac{250 + 500}{250 + 25}} \approx \frac{1,65}{1},$$

d. h. der relative Frequenzbereich ist ziemlich klein. LC-Generatoren werden daher gewöhnlich nur für eine oder mehrere feste, durch Kondensatorenumschtaltung wählbare Frequenzen ausgeführt.

Der Hauptvorteil des LC-Generators ist sein einfacher Aufbau und seine verhältnismäßig gute Frequenzgenauigkeit, weshalb er für nicht zu hohe Ansprüche an Frequenzbereich, Frequenzgenauigkeit und Oberwellenfreiheit mit Recht die verbreitetste Tonfrequenz-Spannungsquelle ist.

Zur Klasse der eigenerregten Generatoren gehört auch der Phasenschieber- (RC-) Generator, der im letzten Jahrzehnt ständig an Bedeutung gewonnen hat, da er eine Reihe bedeutsamer Vorteile (kleiner Klirrfaktor, großer Frequenzbereich, einfacher Aufbau) in sich vereinigt. Physikalisch beruht er darauf, daß eine Verstärkerröhrenschaltung dann stabil schwingt, wenn vom Anodenkreis auf den Gitterkreis ein solcher Teil $\Re \cdot u_a$ der Anodenwechselspannung u_a zurückgeführt wird, daß die Bedingung $\Re \cdot \Re = 1$ (\Re = Verstärkungszahl der Schaltung) erfüllt ist. Dies bedeutet, daß beispielsweise bei 20facher Verstärkung der 20. Teil von u_a auf den Gitterkreis rückgekoppelt werden muß und daß, da die Anodenspannung (bei phasenreiner Verstärkung) zur Gitterspannung gegenphasig ist, die Phase des rückgekoppelten Teiles der Anodenspannung

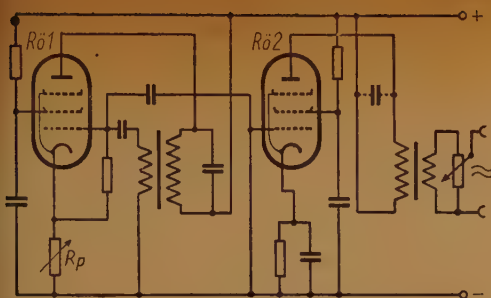


Abb. 4 Zweistufiger Rückkopplungs-Tongenerator

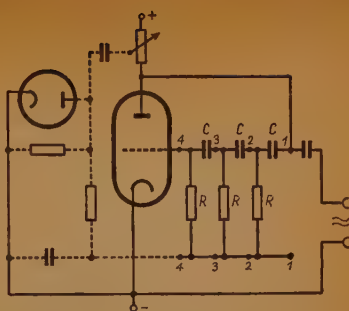


Abb. 5 Grundsaltung eines RC-Generators

um 180° gedreht werden muß. Diese beiden Bedingungen (Herabsetzung der Anodenspannung und Phasendrehung) werden beim Phasenschiebergenerator durch eine aus Kondensatoren und Widerständen bestehende Schaltung bewirkt. Hat diese beispielsweise das in Abb. 5 gezeigte Aussehen, so wird eine an den Klemmen 1 liegende Wechselspannung in jedem Glied um den Phasenwinkel

$$\varphi = \arctan \frac{1}{\omega RC}$$

gedreht. Soll nun in drei solchen Gliedern eine Drehung um 180° stattfinden, dann wird bei gleichartigen Gliedern $\varphi = 60^\circ$ und damit $\tan \varphi = 1/\omega RC = \sqrt{3}$ bzw.:

$$\omega = 2\pi f = \frac{1}{CR\sqrt{3}}; f = \frac{1}{CR \cdot 2\pi\sqrt{3}}$$

Die Amplitude wird in der dreigliedrigen RC-Schaltung auf $1/27$ geschwächt, wie unschwer gezeigt werden kann; die Schaltung schwingt also mit der Kreisfrequenz $1/RC\sqrt{3}$, wenn die Verstärkung 27fach ist. Bei geringerer Verstärkung kommt keine Selbsterregung zustande, bei höherer nimmt wegen Überrückkopplung der Oberschwingungsgehalt rasch zu. Es ist deshalb ratsam, die Schaltung durch eine selbsttätige Regeleinrichtung so zu ergänzen, daß die Verstärkung stets den vorgeschriebenen Wert hat. Dies kann beispielsweise dadurch geschehen, daß ein Teil der Anodenspannung gleichgerichtet und die Richtspannung als negative Gitterspannung der Schwingröhre, die in diesem Fall eine Regelkennlinie aufweisen muß, zugeführt wird (gestrichelt in Abb. 5 gezeichnet). Bei kleinen Schwingamplituden liefert die Diode nur eine niedrige Gittervorspannung, die aber, wenn die Schwingamplitude bzw. die Verstärkung über den richtigen Wert anwachsen will, ansteigt und damit den Arbeitspunkt der Schwingröhre in ein Gebiet geringerer Steilheit verschiebt, wodurch die Verstärkung sinkt. Auch mit Hilfe geregelter Gegenkopplungsschaltungen läßt sich diese Wirkung erzielen, so z. B. in Abb. 6, die einen größeren Generator mit einer RC-Brückenschaltung darstellt. Der mit den Röhren Röhre 1 und Röhre 2 arbeitende Verstärker ist über C_g und R_g stark gegengekoppelt. Parallel zu C_g und R_g liegt das Steuerorgan für die Gegenkopplung mit dem Trockengleichrichter G1 und der Röhre Röhre 3. Während des Einschwingvorgangs wächst die Ausgangsamplitude und damit auch die

Gleichspannung an R_{gl} , die über ein Zeitkonstantenglied der Begrenzerröhre $Rö3$ als Gittervorspannung zugeführt wird. Hierdurch wird der Innenwiderstand von $Rö3$ immer höher; er liegt zu R_1 parallel, an dem die Gegenkopplungsspannung auftritt. Bei zunehmender Schwingamplitude steigt also die Gegenkopplungsspannung, womit der gewünschte Effekt der Begrenzung erreicht ist.

Aus der Formel für die Frequenzen des Generators

$$f = \frac{1}{CR \cdot 2\pi \sqrt{3}} \quad (\text{Abb. 5}) \quad \text{bzw.} \quad f = \frac{1}{2\pi CR} \quad (\text{Abb. 6})$$

folgt, daß bei Verwendung eines Mehrfachdrehkondensators mit 50 pF Anfangs- und 500 pF Endkapazität das Verhältnis der höchsten zur tiefsten Frequenz den Wert

$$\frac{f_{\max}}{f_{\min}} = \frac{C_{\max}}{C_{\min}} = 10 : 1$$

hat. Dies ist ein relativ großer Frequenzumfang, und wenn außerdem die Widerstände im Verhältnis 1 : 10 : 100 umschaltbar sind (vgl. Abb. 6), läßt sich in drei Bereichen bequem der ganze Tonfrequenzbereich 20 ... 20 000 Hz bestreichen. Besonders wertvoll ist daneben, daß die Frequenzskala des Generators bei Verwendung eines logarithmisch geschnittenen Drehkondensators exponentiell ist, d. h. daß die Tonhöhenintervallteilung (Oktavenziehung) auf der Skala gleichmäßig ist.

Bei einwandfrei arbeitender Begrenzerschaltung ist die erzeugte Tonfrequenz sehr klirrgradarm, und zwar herab bis zu den tiefsten Frequenzen. Da außerdem Widerstände und Kondensatoren sehr genau und temperaturunabhängig hergestellt werden können, ist auch die Frequenzgenauigkeit des RC-Generators recht gut.

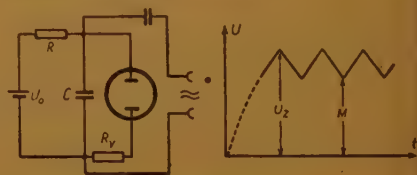
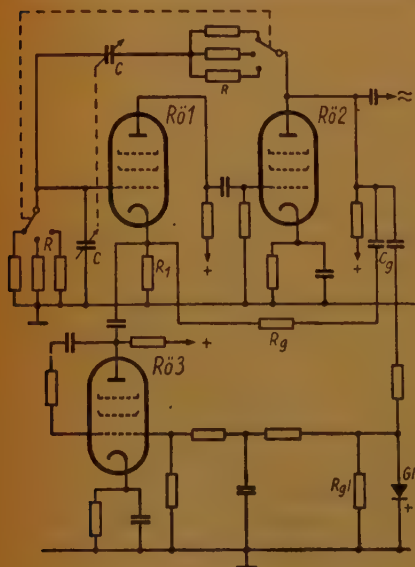


Abb. 7 Grundsätzliche Schaltung von Glühmöhren-Tongeneratoren

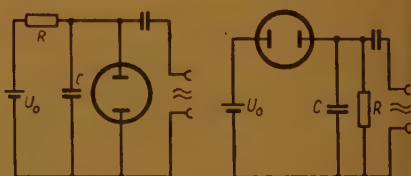


Abb. 8 Schaltung eines Glühmöhren-Tongenerators mit vermindertem Klirrfaktor nach Schmid

Links: Abb. 6 RC-Generator mit Gegenkopplungsbegrenzung nach Willöner und Thelka

Endlich ist noch der Glimmröhren-Tongenerator zu erwähnen, der zweifellos das einfachste Gerät zur Erzeugung tonfrequenter Spannungen ist. Die grundsätzlichen Schaltmöglichkeiten sind in Abb. 7 gezeichnet. Bei der Anordnung nach Abb. 7a wird C über den Widerstand R (langsam) bis zur Erreichung der Zündspannung U_z der Glimmröhre aufgeladen. Nach Erreichen von U_z entlädt er sich rasch bis auf die 10 ... 30 V niedrigere Löschspannung M der Glimmröhre. Die Spannung an C schwankt daher zwischen U_z und M nach Art einer Sägezahnsschwingung hin und her. Dies trifft auch für Abb. 7b zu, mit dem einen Unterschied, daß hier der Anstieg rasch, der Abfall langsam vor sich geht. Aus der Gleichung für die Auf- und Entladung von C läßt sich für die Frequenz der Sägezahnsschwingung die Gleichung

$$f = \frac{1}{RC \cdot \ln \frac{U_0 - M}{U_0 - U_z} + R_{gl} C \cdot \ln \frac{U_z}{M}} \approx \frac{U_0 - \frac{1}{2}(U_z + M)}{RC(U_z - M)}$$

herleiten; hierin ist U_0 die Speisespannung und R_{gl} der Entladewiderstand der Glimmröhre.

Die so erzeugte Sägezahnspannung enthält außer der Grundfrequenz (Sägezahnfrequenz) eine große Zahl von Oberschwingungen, weist also einen sehr hohen Klirrfaktor auf. Für manche Zwecke aber, z. B. zur Modulation kleiner Prüfsender, schadet dies nichts. Kommt es aber auf Verringerung des Oberschwingungsgehaltes an, so empfiehlt sich eine Schaltung nach Abb. 8a, bei welcher die rasche Entladung durch den Vorwiderstand R_v verzögert wird, wodurch der Spannungsverlauf das in Abb. 8b gezeigte Aussehen erhält. Hier beträgt im Idealfall (Anstiegszeit = Abfallzeit) der Klirrfaktor nur noch etwa 10%; da geradzahlige Harmonische fehlen, läßt er sich mit einem einfachen Sieb noch weiter vermindern.

Dem Vorteil des außerordentlich einfachen Aufbaues steht, wie erwähnt, der Nachteil des höheren Klirrfaktors entgegen; außerdem ist die erzeugte Frequenz von Schwan-
kungen der Speisespannung U_0 und der Zündspannung U_z abhängig.

Schwebungs-Tongeneratoren

Allen Schwebungsgeneratoren ist das Merkmal gemeinsam, daß sie die Tonfrequenz durch Differenzfrequenzbildung aus zwei Schwingungen höherer Frequenzen bilden. Das grundsätzliche Schema zeigt Abb. 9; zwei Schwingstufen I und II erzeugen sinusförmige Schwingungen der Frequenzen f_1 und f_2 , die entweder additiv gemischt und einer Demodulatorschaltung zugeführt oder auf multiplikativem Weg einander überlagert werden. Das Resultat ist in beiden Fällen das Auftreten der Differenzfrequenz $f_1 - f_2$, die im Tonfrequenzbereich liegt, wenn f_1 und f_2 sich um weniger als 20 000 Hz voneinander unterscheiden. Wird nun f_2 veränderbar gemacht, so lassen sich mit Hilfe dieser Anordnung leicht alle im Tonfrequenzbereich liegenden Differenzfrequenzen bilden.

Aus praktischen Erwägungen wählt man die Frequenz der festen Schwingstufe zwischen etwa 50 und 150 kHz; es ist außerdem üblich, die Frequenzen der veränderbaren Schwingstufe kleiner als die Festfrequenz zu wählen. So wird, wenn $f_1 = 100$ kHz ist und der Generator den Tonfrequenzbereich bis 10 kHz überstreichen soll, die zweite

Schwingstufe so dimensioniert, daß ihre höchste Frequenz 100 kHz und ihre tiefste 90 kHz ist. Dieser relativ schmale Frequenzbereich ist technisch leicht beherrschbar; allerdings ist, wenn eine exponentielle Tonfrequenzskala erwünscht ist, ein besonderer Plattenschnitt des Drehkondensators erforderlich. Bei üblichen Bauformen ist nämlich die Kapazitätzunahme am Anfang des Drehbereichs zu groß, wodurch die tiefen Tonfrequenzen stark zusammengedrängt werden.

Das Schaltbild eines einfachen Schwebungsgenerators mit additiver Mischung zeigt Abb. 10; die beiden Generatoren für die Frequenzen f_1 und f_2 sind — abgesehen davon, daß der zweite Generator einen abstimmbaren Schwingkreis enthält — gleichartig in Rückkopplungsschaltung aufgebaut. Die erzeugten Frequenzen werden kapazitiv einem — hier als Graetz-Doppelweggleichrichter (sog. Ringmodulator) geschalteten — Demodulator zugeführt. Statt des Graetzgleichrichters ist natürlich auch eine andere Demodulatoranordnung, z. B. eine Diodenschaltung, eine Audionsstufe oder ein Richtverstärker, verwendbar.

Dadurch, daß beide Schwingstufen möglichst gleichartig aufgebaut und mit verhältnismäßig großen Schwingkreiskapazitäten ausgerüstet sind, wird eine gute Frequenzkonstanz erreicht. Der Klirrfaktor des Schwebungssummers hängt in erster Linie von der Arbeitsweise des Demodulators ab; am günstigsten ist C-Gleichrichtung (Spitzen-gleichrichtung). Um diese zu erreichen, soll eine der beiden Schwingstufen eine Wechselspannung von wenigstens 10 V an den Demodulator liefern. Die von der zweiten Schwingstufe gelieferte Spannung soll jedoch klein sein, da sonst die Einhüllende der infolge der Addition beider Spannungen entstehenden Schwebung stark von der Sinusform abweicht; bei einem Verhältnis 1 : 10 der beiden Schwingspannungen und verzerrungsfreier Demodulation ergibt sich ein Klirrfaktor von ungefähr 2,5%. Natürlich ist auch dafür zu sorgen, daß die beiden Schwingstufen überschwingungsfrei arbeiten.

Bei der multiplikativen Mischung der Schwingfrequenzen wird das gleiche Prinzip angewandt, das auch bei den Mischstufen moderner Zwischenfrequenzempfänger im

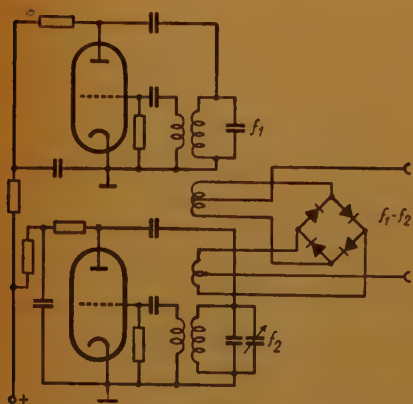


Abb. 10 Schwebungssummer mit additiver Mischung

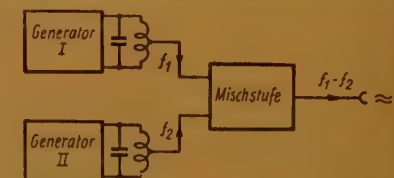


Abb. 9 Prinzipschema des Schwebungs-Tongenerators

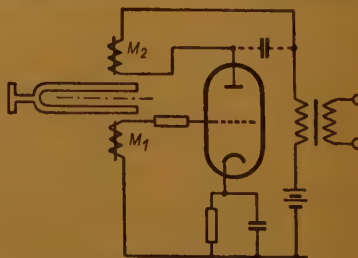


Abb. 12 Stimmgabel-Generator

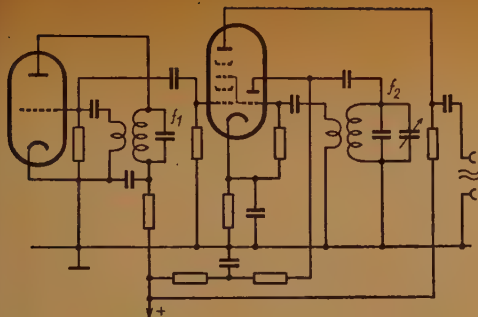


Abb. 11 Schwebungssumme mit multiplikativer Mischung

tuden neben der multiplikativen Mischung wegen der Kennlinienkrümmung eine additive Mischung auftritt, die zu Verzerrungen führt.

Der gefürchtetste Fehler beim Schwebungsgenerator ist die sog. Mitnahme, die sich bei tiefen Tonfrequenzen durch eine zunehmende Verzerrung und bei sehr tiefen Frequenzen durch ein plötzliches Abreißen der Schwebung äußert. Sie rührt von einer gegenseitigen Beeinflussung beider Schwingstufen her, die ihre Ursache in mangelhafter Abschirmung, zu fester Kopplung über den Demodulatorkreis, Schwingspannung führenden Stromversorgungsleitungen o. ä. haben kann; sobald die Schwingfrequenzen einander sehr nahe kommen (d. h. bei tiefen Tonfrequenzen), sucht die stärkere Stufe der schwächeren ihren Rhythmus aufzudrücken, was ihr bei hinreichend geringem Frequenzunterschied auch gelingt. Abhilfe ist durch sorgfältige Abschirmung und Entkopplung der beiden Schwingstufen, durch möglichst lose Ankopplung an das Mischorgan, Verwendung einer Trennröhre zwischen Schwingstufe und Mischorgan o. ä. möglich.

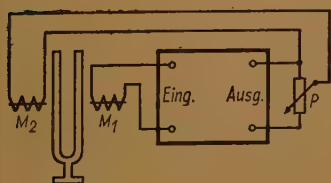


Abb. 13

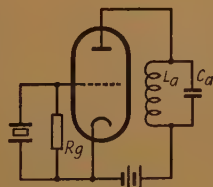


Abb. 14

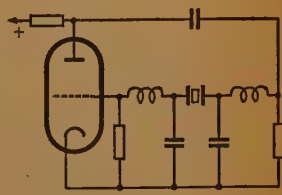


Abb. 15

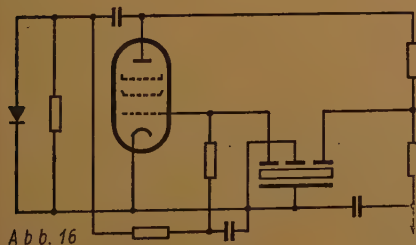


Abb. 16

Abb. 13 Stimmgabel-Generatorschaltung bei Verwendung eines normalen Tonfrequenz-Verstärkers

Abb. 14 Quarzgenerator nach Pierce

Abb. 15 Quarzgenerator nach Heeger

Abb. 16 Quarzgenerator nach Rhode

Bei sachgemäßem Aufbau, der natürlich eine genaue Kenntnis der Arbeitsweise, Fehlermöglichkeiten usw. voraussetzt, ist der Schwebungsgenerator eine hochwertige, vielseitig anwendbare Meßspannungsquelle, die sich wegen ihrer vielseitigen Verwendbarkeit großer Beliebtheit erfreut.

Quarz- und Stimmgabel-Tongeneratoren

Wo es darauf ankommt, Tonfrequenzspannungen hoher Frequenzgenauigkeit und Konstanz zu erzeugen, scheiden LC-Kreise und RC-Kombinationen als frequenzbestimmende Elemente aus. Man ist in diesem Fall gezwungen, die sehr konstanten mechanischen Schwingungen von Metallstäben (Stimmgabel) oder von gewissen Kristallen (Quarz, Seignettesalz u. a.) im elektrischen Wechselfeld auszunützen. Temperatureinflüsse können durch Einbau der schwingenden Teile im Thermostaten ausgeschaltet werden.

Gute Stimmgabeln zeigen nach längerer Lagerzeit keine Veränderungen mehr; ihre Temperaturunabhängigkeit ist rund eine Größenordnung besser als die guter LC-Kreise. Die einfachste Schaltung eines Stimmgabelgenerators zeigt Abb. 12; sie stellt eine über eine Stimmgabel induktiv rückgekoppelte Verstärkungsstufe dar. Wegen der geringen mechanischen Dämpfung der Stimmgabel wird sehr genau deren Eigenfrequenz erregt.

Das in Abb. 12 enthaltene Stimmgabelaggregat läßt sich übrigens mit jedem Verstärker zu einem Tongenerator zusammenbauen; das Schaltbild hierfür zeigt Abb. 13. Die Höhe der auf den Magneten M 2 zurückgeführten Spannung und damit der Rückkopplungsgrad läßt sich durch den Spannungsteiler P einstellen.

Die beste Frequenzkonstanz läßt sich mit Quarzgeneratoren erreichen; deren mittlere Frequenzgenauigkeit liegt bei 10^{-5} , läßt sich aber durch besondere Maßnahmen noch wesentlich steigern. Die bekannteste Schaltung ist die in Abb. 14 gezeichnete Pierce-schaltung. Die Schwingungserregung erfolgt hier über die Gitter-Anodenkapazität der Röhre. Der Anodenkreis $L_a C_a$ muß auf eine Frequenz abgestimmt sein, die knapp über der sich erregenden Eigenfrequenz des Quarzes liegt. Eine andere beliebte Schaltung (Abb. 15) wurde von Heegener angegeben. Bei dieser liegt der Quarz im Rückkopplungsweig; Anoden- und Gitterkreis sind einzeln auf die Quarzfrequenz abgestimmt.

Die üblichen Quarze (Längenschwinger) sind nur für Frequenzen über etwa 30 kHz herstellbar; um mit ihnen einen Tongenerator aufzubauen, muß also hinter die Schwingstufe ein Frequenzteiler geschaltet werden. Dagegen lassen sich mit den sog. Biegeschwingern bequem Eigenfrequenzen unter 1000 Hz erreichen; diese werden durch zwei gegenphasige Komponenten der elektrischen Feldstärke erregt, wozu also vier Quarzelektroden notwendig sind. Die Schaltung eines mit einem solchen Biegeschwinger (Filterquarz) aufgebauten Tongenerators ist in Abb. 16 gezeichnet; bemerkenswert ist, daß diese außer dem Quarz keine frequenzbestimmenden Elemente enthält und daher im Aufbau sehr einfach ist.

Das Anwendungsgebiet von Stimmgabel- und Quarz-Tongeneratoren beschränkt sich praktisch auf solche Aufgaben, bei denen es sehr genau auf die Einhaltung einer bestimmten Frequenz ankommt, z. B. für Eichzwecke, Zeitmarkengeber für oszillografische Zwecke, elektrische Uhren u. ä.

Die Verstärkung und Schwingungserzeugung im Mikro- wellenbereich mit Wanderfeldröhren*)

1. Der Rauschfaktor der Wanderfeldwendelröhre

Um einen besseren Überblick zu gewinnen, erscheint es zweckmäßig, die schon in früheren Theorien beschriebenen Rauscheigenschaften der Wanderfeldwendelröhre plausibel aus den für das Zweikammerklystron geltenden Beziehungen abzuleiten. Wir definieren in bekannter Weise als Rauschfaktor K das Verhältnis der Signalempfangsleistung im Eingangskreis für Gleichheit von Signal und Rausch zu der Rauschleistung $k \cdot T_0 \cdot \Delta f$, die man einem Widerstand bei der Zimmertemperatur T_0 maximal entziehen kann. Beim Klystron ist dem Gleichstrom $J_{\text{=}}$ eine Rauschstromkomponente nach Schottky überlagert. Dieser Rauschstrom influenziert im Eingangsresonator eine Rauschspannung, die um so größer ist, je größer $J_{\text{=}}$ und je größer der Resonanzwiderstand R des Eingangsresonators ist. Für K ergibt sich dann [7]

$$K_{\text{Klystron}} = 80 \cdot F^2 \cdot J_{\text{=}} \cdot R [A, \Omega] \quad (7)$$

F^2 ist der bekannte Raumladungsschwächungskoeffizient. Bei der Wanderfeldröhre strömt genau so eine dem Gleichstrom überlagerte Rauschkomponente in den Eingang des Wellenleiters ein und influenziert so ebenfalls an der Signaleintrittsstelle eine Rauschspannung. Es würde daraus ein Rauschfaktor nach Gl. (7) folgen, wenn R durch den Wellenwiderstand R' ersetzt wird. Die Rauschspannung wird aber nicht nur an einer hier willkürlich auf $\lambda_x/2$ -Länge festgesetzte Eingangsstelle der Wendel influenziert, sondern auch noch an Teilen der Wendel, die weiter vom Eingang entfernt sind. Diese Rauschkomponenten kommen aber um so weniger zur Wirkung, je größer die Verstärkung $g \cdot \lambda_x$ des Signals pro Laufwinkel 2π ist. Wir erhalten daher den richtigen Wert für den Rauschfaktor, wenn wir den Rauschfaktor des Klystrons durch $(g \cdot \lambda_x)^2$ dividieren. Nach einer für die folgenden Betrachtungen zweckmäßigen Umformung ergibt sich so

$$K_{\text{Wendelröhre}} = 3 \cdot 10^{-2} \cdot F^2 \cdot \lambda \cdot g \cdot V_{\text{=}}^{3/2} [\text{cm, Neper/cm, V}] \quad (8)$$

Nach diesen Überlegungen erkennt man leicht den Weg, der zu einer wirkungsvollen Verringerung des Rauschens führt. Es ist nicht angängig, nur $J_{\text{=}}$ kleiner zu machen, da g konstant zu halten ist. Dagegen ist es sehr zweckmäßig, $V_{\text{=}}$ zu verkleinern. g kann dabei konstant gehalten werden, wenn man die Wendelaten bei dieser Veränderung so wählt, daß die Röhre weiterhin im Maximum der in Abb. 3 (H. 7 S. 349) angegebenen Verstärkungskurve arbeitet. Die Bedingung $2\pi r \cdot m_0/\lambda = 2$ muß also erfüllt bleiben; d. h. die Verkleinerung der üblichen 1600 V Wendelspannung auf z. B. 400 V Wendelspannung muß so vorgenommen werden, daß der Wendelradius dabei halbiert wird und die Windungszahl pro cm Wendellänge verdoppelt. Bei sehr

*) Schlußteil der i. Bd. 4, FUNK UND TON 1950, H. 7, S. 347...354 erschienenen Arbeit

kurzen Wellen kommt man damit zu außerordentlich dicht gewickelten Wendeln mit extrem kleinen Durchmessern, so daß auch bei der Wendelröhre die erreichbare Rauschgrenze durch rein konstruktive Möglichkeiten begrenzt bleibt. In der Tabelle sind die Daten wiedergegeben, die von uns mit einer rauscharmen Versuchsröhre erreicht worden sind.

Tabelle 1

Wendeldurchmesser ...	4,1 mm
Windungszahl pro cm ..	20
Wendellänge	26 cm
Wellenlänge	27 cm
Wendelspannung	410 V
Auffängerstrom	0,2 mA
Wendelstrom	10 μ A
Verstärkung	2,2 Neper
Rauschfaktor K	52

Mit Röhren für niedrige Frequenzen ist es möglich, $F^2 = 0,01$ zu erreichen. Damit müßte sich für die Röhre der Tabelle 1 der Wert $K = 13$ ergeben. Das abweichende Versuchsergebnis deutet darauf hin, daß mit der vorliegenden Röhre erst $F^2 = 0,04$ erzielt worden ist, so daß es möglich erscheint, den Rauschfaktor in Zukunft noch weiter zu verbessern.

2. Die Elektronenwanderfeldröhre *

Zur Vervollständigung der Betrachtungen soll in diesem Rahmen die Elektronenwanderfeldröhre kurz gestreift werden. Eine typische Röhre dieser Art ist schematisch in Abb. 9 (H. 7, S. 353) dargestellt [1]. Zur besseren Veranschaulichung nimmt in dieser Abb. der zweite Strahl etwa die Stelle der Wendel bei der Wanderfeldwendelröhre ein. Man könnte beide Strahlen auch ebensogut vertauschen oder vollständig vermischen. Wesentlich ist, daß der zweite Strahl eine kleinere Geschwindigkeit als der erste Strahl hat. Der erste Strahl wird damit identisch mit dem Elektronenstrahl der Wendelröhre, während der zweite Strahl damit nur noch ein Ersatz für die Wendel wird. Das Raumladungsfeld einer Dichteschwankung im „Arbeitsstrahl“ ruft in der eingangs geschilderten Weise über eine Geschwindigkeitsmodulation eine Dichteschwankung im zweiten Strahl hervor. Diese Dichteschwankung wirkt über ihr Raumladungsfeld auf den Arbeitsstrahl in der gleichen Weise zurück, wie das elektrische Feld eines sich auf der Wendelausbreitenden Signals. Bei vorgegebener Geschwindigkeit ist bei der Wendelröhre die Rückwirkung um so stärker, je kleiner der Radius der Wendel ist. Dieses Verhalten wurde durch den Wellenwiderstand R' beschrieben. Bei der Raumladungsröhre ist die Rückwirkung gemäß der Gl. (1) für die Phasenfokussierung um so stärker, je größer die Stromdichte im zweiten Strahl ist und je kleiner dessen Spannung. Man gelangt daher durch den formalen Ersatz des Radius r durch $V = \frac{1}{4}j = \frac{1}{2}$ von der Darstellung der Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung der Wanderfeldwendelröhre zu der entsprechenden Darstellung bei der Elektronenwanderfeldröhre. Man muß dabei

*) In der ursprünglichen Fassung der Arbeit wurden die „Electron-Wave Tubes“ oder „Double Stream Amplifiers“ als „Wanderfeldraumladungsröhren“ bezeichnet; diese Übersetzung gab jedoch inzwischen zu Mißverständnissen Anlaß und sollte daher besser nicht gebraucht werden.

jedoch noch berücksichtigen, daß bei der Wendelröhre die Verstärkung unabhängig von der Stromstärke optimal ist, wenn die Elektronengeschwindigkeit gleich der Phasengeschwindigkeit der sich auf der Wendel frei ausbreitenden Welle ist. Hierdurch stellt sich stets eine Phasengeschwindigkeit der erzwungenen Welle ein, die einige Prozent kleiner ist als die Elektronengeschwindigkeit. Da bei der Elektronenfeldröhre die Rückwirkung von der Stromdichte abhängt, muß die günstigste Differenz zwischen Phasengeschwindigkeit und Elektronengeschwindigkeit hier von der Stromdichte abhängig sein. Dementsprechend muß die günstigste Differenz zwischen der Geschwindigkeit der beiden Elektronenstrahlen jeweils eingestellt werden.

Da für die Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung also eine Kurve vom Typus der Kurve a in Abb. 3 (H. 7 S. 349) gilt, können wir die dort angestellten Überlegungen über die Breitbandigkeit quantitativ unmittelbar übernehmen. Bei der Elektronenfeldröhre fällt dabei die Wellenlängenabhängigkeit der Geschwindigkeit nach Kurve b in Abb. 3 (H. 7 S. 349) für das Signal im zweiten Strahl fort, so daß wir die im Maximum der Kurve a erzielbare größte Bandbreite bei der Elektronenfeldröhre auch wirklich ausnützen können. Für Röhren mit 3 Neper Verstärkung haben wir daher mit Bandbreiten von 60% zu rechnen.

Außer daß die Elektronenfeldröhre eine größere Bandbreite ermöglicht, hat sie den Vorteil, daß ein am Ausgang reflektiertes Signal über die beiden Elektronenstrahlen nicht zum Eingang zurückgeführt wird, so daß sich zusätzliche Dämpfungen zur Rückkopplungsunterdrückung erübrigen.

Bezüglich der Breitbandigkeit der Ein- und Auskopplung bestehen sonst dieselben Schwierigkeiten wie bei der Wendelröhre, wie man auch anschaulich aus Abb. 9 ersieht. Die Unterschiede in bezug auf Verstärkung und Rauschfaktor dürften auf Grund der gegebenen Darstellung und auf Grund der bisher vorliegenden Versuchsergebnisse nicht zu anderen Größenordnungen führen, so daß man zur Verwendung der Elektronenfeldröhre wohl nur gezwungen wird, wenn extreme Bandbreiten verlangt werden oder wenn man zu so kurzen Wellen übergeht, daß die konstruktive Gestaltung der Wendel unüberwindbare Schwierigkeiten bereitet.

Das Magnetron als Travelling-wave-Röhre:

(Département Electronique des Compagnie Gen. de T. S. F. Paris)

Einleitung

Eine Magnetfeldröhre ist bekanntlich eine zylindrische Diode, die sich in einem homogenen, zeitlich konstanten und axialen Magnetfeld befindet. Beim geschlitzten Magnetron ist die Anode in Achsenrichtung in eine im allgemeinen geradzahlige Anzahl Segmente geschlitzt. Der Schwingungskreis liegt zwischen den Segmenten. Infolge des Magnetfeldes werden die Elektronenbahnen gekrümmt und von einem bestimmten Magnetfeld, dem kritischen Magnetfeld, erreichen die Elektronen nicht mehr die Anode, es bildet sich dann ein „Ringstrom“ im Entladungsraum, der die Katode umkreist.

Bereits 1935 beschrieb Posthumus eine Schwingungsform im geschlitzten Magnetron, die auf dem Travelling-wave-Prinzip beruht. Er zerlegte die an den einzelnen Segmenten liegende Wechselspannung in zwei gegenläufige Drehfelder, das eine Drehfeld läuft mit dem Ringstrom im Magnetron synchron mit, das andere läuft entgegengesetzt zum Ringstrom. Da der Geschwindigkeitsunterschied zwischen dem Ringstrom und dem gegenlaufenden Drehfeld groß ist, kann seine Wirkung auf den Strom vernachlässigt werden. Macht man die Geschwindigkeit des mit dem Ringstrom umlaufenden Drehfeldes gleich oder angenähert gleich der Geschwindigkeit des Ringstroms, so haben wir den Fall einer Travelling-wave-Röhre. Dieser Schwingungstypus im geschlitzten Magnetron ist unter dem Namen Posthumus- bzw. Leitbahnschwingungen oder Schwingungen höherer Ordnung bekannt. Nur diese Schwingungsform wurde in den modernen Vielschlitzröhren benutzt, weil sie einen erstaunlich hohen Wirkungsgrad (bis zu 80%) und eine große Nutzleistung (bis zu einigen Megawatt im Impuls) liefern.

II. Aufbau eines Vielschlitzmagnetrons

Abb. 1 zeigt die Anordnung eines modernen Vielschlitzmagnetrons. Abb. 1c zeigt eine Fotografie der Anode eines Magnetrons von Telefunken. K ist die Katode, der Durchmesser ist nicht mehr vernachlässigbar klein gegenüber dem Anodendurchmesser. Die Anode A ist ein Kupferzylinder mit einer geraden Anzahl von Schlitzzen, die Schlitzzahl ist bei Dezimeterwellen 4 . . . 8 und im Gebiet von 1 cm Wellenlänge beträgt sie bis zu 40. Jeder Schlitz ist von einem Schwingkreis S überbrückt, der aus dem Anodenblock herausgearbeitet ist. An einen dieser Kreise ist der Verbraucher V meist induktiv angekoppelt. Benachbarte Kreise sind durch Querkapazitäten zwischen Anode und Katode elektrisch und durch induktive Kopplung an den beiden Seiten der Anode magnetisch gekoppelt. Im allgemeinen ist diese Kopplung sehr schwach, so daß die Eigenschwingungen der gekoppelten Kreise sehr nahe beieinander liegen. Um die Kopplung zwischen den einzelnen Kreisen zu vergrößern und damit die Eigen-

¹⁾ Siehe Teil I: Die Steuerung von Elektronenströmungen mit Hilfe fortschreitender Wellen, FUNK UND TON Bd. 4 (1950), H. 10, S. 493—507. In dieser Arbeit mit I bezeichnet.

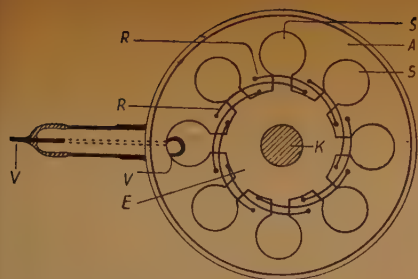


Abb. 1a Aufbau eines modernen Vielschlitzmagnetrons
Querschnitt

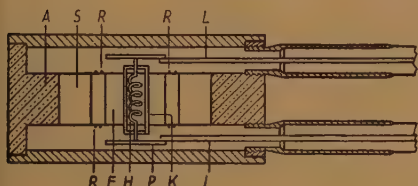


Abb. 1b Längsschnitt

K = Kathode, A = Anode, S = Schwingkreis, R = Verkopplung an den Seiten der Anode, V = Verbraucher, E = Enladerraum, H = Heizfaden, L = Heizleitungen, P = Seitenplatten um zu verhindern, daß Elektronen aus dem Enladungsraum austreten

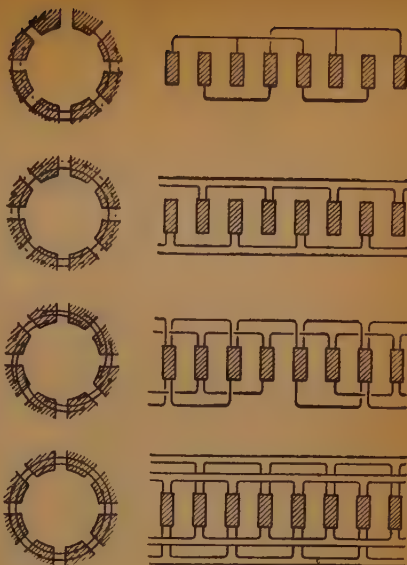


Abb. 2 Verschiedene Verkopplungsarten zur Trennung der „Modes“. Die Kopplung nimmt von oben nach unten zu



Abb. 1c Anodenblock eines 3-cm-Telefunkenmagnetrons

wellen der Kreise auseinander zu ziehen, verkopplert man an den Seiten die Kreise zusätzlich durch Induktionsbügel R. Verschiedene Verkopplungsarten (engl. strapping) zeigt Abb. 2.

Eine andere Möglichkeit, den Frequenzabstand für bestimmte Eigenschwingungen zu vergrößern, ist die Methode der verstimmten Kreise (engl. rising sun). Je zwei benachbarte Kreise haben eine andere Eigenwelle (Abb. 3). Dadurch wird erreicht, daß für die Eigenwelle, bei der zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Schlitzten eine Phasenverschiebung der Wechselspannung 180° beträgt, die benachbarten Eigenwellen einen großen Frequenzabstand haben.

Als Schwingungskreise werden quasistationäre Kreise wie in Abb. 1, Lechersysteme (Abb. 4) oder Kreissegmente (Abb. 5) benutzt.

Eine solche Kette von gekoppelten Kreisen ist eine in sich geschlossene Filterkette. Sie besitzt für gewisse Frequenzgebiete eine endliche Dämpfung und ist, wenn wir von ohmschen Verlusten in den Kreisen absehen, in anderen Frequenzgebieten ideal durchlässig. Zwischen den Spannungen und Strömen am Ausgang und Eingang eines

Einzelviertels dieses Filters existiert im Durchlaßbereich eine Phasenverschiebung ψ . ψ liegt zwischen $-\pi$ und $+\pi$. Negative ψ -Werte bedeuten eine fortschreitende Welle von links nach rechts. Im stationären Zustand können nur solche Schwingungen angeregt werden, für die bei einem Umlauf die gesamte Phasenverschiebung ein Vielfaches von 2π ist.

Ist N die Anzahl der Schlitze, so muß also gelten

$$N\psi = 2\pi K$$

mit $-\pi \leq \psi \leq \pi$. K ist eine ganze Zahl und wird der „mode“ genannt. Ist im besonderen $\psi = \pi$, so ist $K = \frac{N}{2}$, diesen Mode bezeichnet man als π -Mode.

Zwischen Anode und Katode liegt die im allgemeinen für Funkmeßzwecke impulsgetastete Anodenspannung, jedoch sind auch Dauerstrich-Magnetrons in der gleichen Anordnung hergestellt worden. In Achsenrichtung liegt das Magnetfeld B eines Permanentmagneten. Die Seitenplatten, die den Anodenblock abdichten, sind häufig ein Teil des Permanentmagneten.

III. Der Mechanismus der Leitbahnschwingungen

Wegen der Raumladungswirkungen und der komplizierten Elektronenbahnen ist der Schwingungsmechanismus eines Magnetrons außerordentlich komplex. Wir wollen daher ein möglichst einfaches Modell behandeln und trennen dazu an einer Stelle die Leitung auf und betrachten das Modell Abb. 6. Mit Hilfe einer Elektronenoptik O erzeugen wir einen Elektronenstrahl E , der in den Entladungsraum hineingeschossen wird. Die Filterkette in der Anode ist eine Verzögerungsleitung L , die ein mit den

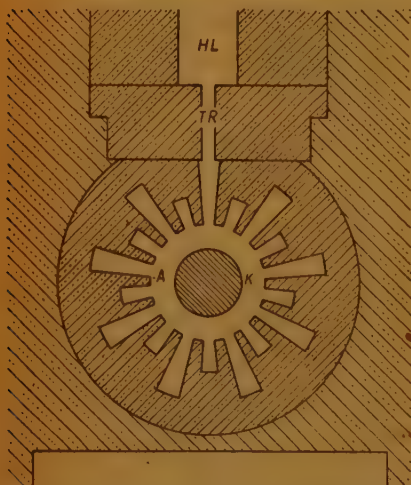


Abb. 3 Magnetron mit verstimmt Kreisen zur Trennung der „Modes“ in der Nähe des π -„Modes“. Die Auskopplung erfolgt über einen Transformator TR.

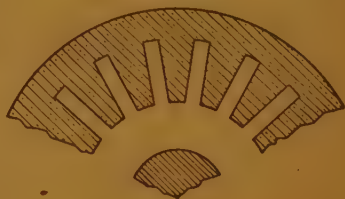


Abb. 4 Kreise aus Lechersystemen



Abb. 5 Kreise aus Kreissegmenten

Elektronen fortschreitendes Feld erzeugt. Zwischen der Anode und der Katode liegt eine Spannung V_0 . Senkrecht zur Zeichenebene befindet sich ein zeitlich konstantes homogenes Magnetfeld B .

Die Bewegungsgleichung eines Elektrons in einem elektrischen und magnetischen Feld lautet bekanntlich

$$m \ddot{r} = e \mathcal{E} + e [v \mathfrak{B}] \quad (1)$$

Wenn die elektrische Feldstärke in radialer Richtung wirkt, das Magnetfeld in Richtung \mathfrak{z} und ω die Winkelgeschwindigkeit ist, dann lautet Gl. (1) in radialer Richtung

$$\ddot{r} - r \omega^2 = \frac{e}{m} E(r) - \frac{e}{m} B r \omega \quad (2)$$

($r \omega^2 =$ Zentrifugalbeschleunigung).

Wir erteilen nun den Elektronen mit Hilfe der Optik O am Eingang des Entladungsraums eine solche Bewegung, daß $\ddot{r} = 0$ ist, d. h. die Elektronen müssen eine solche Tangentialgeschwindigkeit besitzen, daß ein Gleichgewicht zwischen der elektrischen Kraft $e E$, der Lorentzkraft $e B r \omega$ und der Zentrifugalkraft $m r \omega^2$ besteht. Die Radialgeschwindigkeit muß Null sein. Mit $\ddot{r} = 0$ erhalten wir nach Gl. (2) für die dazu notwendige Winkelgeschwindigkeit zwei Lösungen,

$$\omega_1 = \frac{e B}{2 m} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{m}{e} \frac{4 E(r)}{r B^2}} \right) \quad (3)$$

$$\omega_2 = \frac{e B}{2 m} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{m}{e} \frac{4 E(r)}{r B^2}} \right) \quad (4)$$

Wenn die elektrische Feldstärke klein ist, d. h. wenn $4 \frac{m}{e} \frac{E(r)}{r B^2} \ll 1$, können wir Gl.

(3) und (4) entwickeln und erhalten als 1. Näherung

$$\omega_1 = \frac{e B}{m} \left(1 - \frac{m}{e} \frac{E(r)}{r B^2} \right) \quad (5)$$

$$\omega_2 = \frac{E(r)}{r B} \quad (6)$$

Vernachlässigen wir das 2. Glied in Gl. (5), dann erhalten wir die bekannte Winkel-

geschwindigkeit $\omega = \frac{e B}{m}$, mit der ein Elektron im elektrisch feldfreien Raum unter

dem Einfluß eines Magnetfeldes sich auf einem Kreis bewegt.

Die Näherungen Gl. (5) und (6) sagen aus, daß zwei Möglichkeiten für die Kreisbewegung eines Elektrons bestehen: Für ω_1 , Gl. (5), ist die elektrische Kraft in Gl. (2) klein gegen die Zentrifugalkraft. Es existiert ein Gleichgewicht zwischen der Lorentzkraft und der Zentrifugalkraft, die elektrische Kraft gibt nur eine kleine Korrektur. Für ω_2 , Gl. (6), läuft das Elektron so langsam, daß die Zentrifugalkraft zu vernachlässigen ist gegenüber der elektrischen und der Lorentzkraft. Es existiert ein Gleichgewicht zwischen der elektrischen Kraft und der Lorentzkraft.

Wir wollen jetzt untersuchen, wie die beiden Kreisbewegungen, die wir in einem Magnetron durch geeignete Konstruktion der Optik O erzeugen, durch ein hochfrequentes Feld beeinflußt werden. In Abb. 7 ist das hochfrequente elektrische Feld schematisch gezeichnet. Dabei soll die Winkelgeschwindigkeit der Elektronen, gegeben durch Gl. (5) oder (6), gleich der Winkelgeschwindigkeit der Phase der Welle sein. Die Elektronen bewegen sich dann synchron mit dem in Abb. 7 gezeichneten Feld mit.

1. Fall: Die Winkelgeschwindigkeit ist $\omega = \frac{e B}{m} \left(1 - \frac{m}{e} \frac{E(r)}{r B^2} \right)$. Ein Elektron, das

an der Stelle D (Abb. 7) mit dem Feld mitläuft, wird in tangentialer Richtung gebremst, die Winkelgeschwindigkeit wird geringer und damit wird die Zentrifugalkraft stärker geschwächt als die Lorentzkraft, das Elektron bewegt sich auf die Katode zu. Ein Elektron an der Stelle C wird beschleunigt und bewegt sich auf die Anode zu. Damit werden die energieabgebenden Elektronen aus dem Hochfrequenzfeld entfernt und entdämpfen das Feld immer weniger, die energieaufnehmenden Elektronen gelangen in ein stärkeres Hochfrequenzfeld und dämpfen immer mehr. Ein Elektron, das an der Stelle A mit dem HF-Feld läuft, bewegt sich in einem starken radialen Feld. Die Winkelgeschwindigkeit wird nach Gl. (5) kleiner, es gelangt in die Nähe der Phase C, umgekehrt hat ein Elektron an der Stelle B eine größere Winkelgeschwindigkeit, läuft daher schneller und gelangt ebenfalls in die Phase C. Wir erhalten daher eine Dichtefokussierung an der Stelle C, d. h. in der Phase, die das HF-Feld dämpft. Daraus ergibt sich, daß mit der Anordnung der Abb. 6 und einer Winkelgeschwindigkeit nach Gl. (5) ein in der Verzögerungsleitung existierendes Feld gedämpft wird. Eine Anfachung oder Erzeugung von Schwingungen ist nicht möglich.

Trotzdem ist hiermit eine Schwingungserzeugung denkbar, wenn man nämlich dafür sorgt, daß der Elektronenstrahl nahe an der Anode hineingeschossen wird. Dann werden die energieaufnehmenden Elektronen von der Anode absorbiert, die energieabgebenden Elektronen können ihre gesamte kinetische Energie an das hochfrequente Feld abgeben. Diese Schwingung ist im Grunde nichts anderes als die Rollkreisschwingungen im geschlitzten Magnetron. Auch bei diesen findet eine Aussortierung der falschphasigen Elektronen an der Anode statt und die Kreisfrequenz der Hochfrequenzschwingung ist durch Gl. (5) gegeben. Die Elektronenbahnen bei den Rollkreisschwingungen im Magnetron sind zwar keine Kreise um die Katode wie in unserem Modell und dadurch wird der Anregungsmechanismus etwas modifiziert, wir können aber doch die Eigenschaften der Rollkreisschwingungen qualitativ aus unserem Modell ableiten.

2. Fall: Die Winkelgeschwindigkeit ist $\omega = \frac{E(r)}{r B}$. In diesem Fall sind die Phasen-

beziehungen gerade umgekehrt. Ein Elektron an der Stelle D (Abb. 7) wird gebremst, die Lorentzkraft wird kleiner, es bewegt sich auf die Anode zu. Dadurch gelangt es in ein Gebiet höheren elektrostatischen Potentials und nimmt damit die Energie, die es verloren hat, aus dem Gleichspannungsfeld wieder auf. Ein Elektron an der Stelle C wird in tangentialer Richtung beschleunigt, die Lorentzkraft wird größer, es bewegt sich zur Katode. Für ein Elektron an der Stelle A wird nach Gl. (6) die Winkelgeschwindigkeit größer, es gelangt in das Gebiet der Phase D, umgekehrt läuft ein

Elektron an der Stelle B langsamer und gelangt ebenfalls in das Gebiet der Phase D. Wir haben damit eine Dichtefokussierung in der energieabgebenden Phase. Es lassen sich also mit der Anordnung Abb. 6 und der Winkelgeschwindigkeit der Elektronen nach Gl. (6) eine Verstärkung des HF-Feldes und damit Schwingungen erzeugen. Diese Schwingungen sind die Leitbahnschwingungen.

IV. Theorie des ebenen Magnetrons

Wir wollen jetzt unsere qualitativen Überlegungen durch eine Rechnung beweisen. Das Magnetron unterscheidet sich dadurch von der linearen TWR, daß wir im allgemeinen keine fortschreitende, sondern stehende Wellen haben. Wird die Schwingung in einem Magnetron angefaßt, dann wächst die Amplitude nicht als Funktion des Abstandes, sondern als Funktion der Zeit. Wir werden jedoch das Modell Abb. 6 als Wanderfeldröhre behandeln, um zu zeigen, daß das Magnetron nach dem gleichen Prinzip arbeitet wie die Wanderfeldröhre. Da die Rechnung nach dem gleichen Schema erfolgt, wie wir sie in Teil I angewandt haben, wollen wir nur die wesentlichen Unterschiede gegenüber der Wanderfeldröhre aufzeigen. Zwischenrechnungen sind daher fortgelassen. Sie lassen sich nach dem Schema der Theorie der Wanderfeldröhre leicht durchführen.

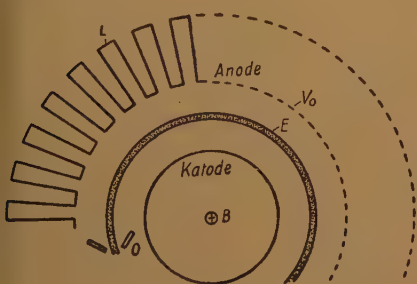
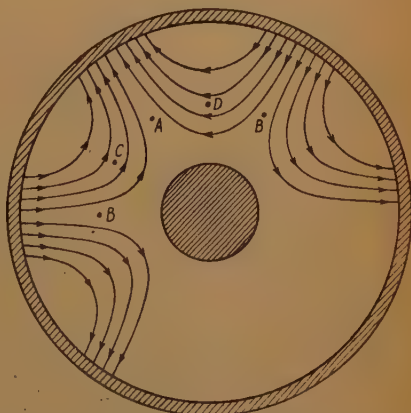


Abb. 6 Vereinfachtes Modell des Magnetrons



Rechts:

Abb. 7 Schematischer Feldverlauf im Magnetron

Wir beschränken uns auf den ebenen Fall: Anoden- und Katodenradius sind groß gegenüber dem Abstand. Die Geschwindigkeit ist dann nach Gl. (6)

$$v_0 = r\omega = \frac{E}{B} \quad (7)$$

Wenn wir die Raumladung vernachlässigen, ist E konstant. Wir benutzen das Bezugssystem der Abb. 8. Eine Welle pflanzt sich in der Richtung y fort, das elektrische Gleichfeld liegt in der Richtung x , das Magnetfeld in der Richtung z .

Wie bei der TWR beschränken wir uns auf kleine Amplituden, vernachlässigen die Raumladung und nehmen einen dünnen Elektronenstrahl von der Breite Δx_0 und in der z -Richtung unendlich ausgedehnt an. Wir haben jetzt im Gegensatz zur linearen TWR ein zweidimensionales Problem vor uns. Die elektrischen Hochfrequenzfelder

E_x, E_y sollen die Gradienten eines skalaren Potentials sein, das wir aus der Laplaceschen Gleichung

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0 \quad (8)$$

berechnen mit den Randbedingungen:

$$\text{an der Stelle } x = 0 \text{ (Katode) } \varphi = 0 \quad (9)$$

$$\text{an der Stelle } x = d \text{ (Anode) } \varphi = \Delta U_a e^{j\omega t - j\Gamma y}$$

Tatsächlich ist das Schlitzfeld an der Anode nach Fourier zu zerlegen, die einzelnen Fourierglieder haben jedoch verschiedene Phasengeschwindigkeiten. Da eine intensive Wechselwirkung zwischen dem Strahl und dem Hochfrequenzfeld nur bei angenäherter Gleichheit der Geschwindigkeiten existiert, brauchen wir nur das Glied der Fourierentwicklung zu berücksichtigen, für das diese Bedingung erfüllt ist. Die Lösung von Gl. (8) mit den Randbedingungen Gl. (9) ergibt dann

$$\varphi = \Delta U_a \frac{\sin \Gamma x}{\sin \Gamma d} e^{j\omega t - j\Gamma y} \quad (10)$$

und die elektrischen Feldstärken

$$E_x = \Gamma \Delta U_a \frac{\cos \Gamma x}{\sin \Gamma d} e^{j\omega t - j\Gamma y} \quad (11)$$

$$E_y = -j\Gamma \Delta U_a \frac{\sin \Gamma x}{\sin \Gamma d} e^{j\omega t - j\Gamma y} \quad (12)$$

Für die ungestörte Bahn haben wir die Bahngleichungen

$$x = x_0 \quad (13)$$

$$y = v_0 \tau = \frac{V_0}{d B} \tau \quad (14)$$

τ = Laufzeit.

Bei kleinen Signalen wird die Bahn wenig geändert. Wir können daher für die ungestörte Bahn schreiben

$$x = x_0 + \delta x$$

$$y = v_0 \tau + \delta y$$

$$\text{mit } |\delta x| \ll x \text{ und } |\delta y| \ll v_0 \tau$$

Für δx und δy erhalten wir aus der Bewegungsgleichung (1) als erste Näherung

$$\ddot{\delta x} = \frac{e}{m} \Gamma \Delta U_a \frac{\cos \Gamma x_0}{\sin \Gamma d} e^{j\omega t_0} e^{j(\omega - l'v_0)\tau} - \omega_r \dot{\delta y} \quad (15)$$

$$\ddot{\delta y} = -j \frac{e}{m} \Gamma \Delta U_a \frac{\sin \Gamma x_0}{\sin \Gamma d} e^{j\omega t_0} e^{j(\omega - l'v_0)\tau} + \omega_r \dot{\delta x} \quad (16)$$

mit $\omega_r = \frac{e B}{m}$, ωt_0 = Phase des Feldes an der Stelle $y = 0$

τ = Laufzeit des Elektrons.

In den Gleichungen der Hochfrequenzfelder, Gl. (11) und (12), haben wir, da sie klein sind für x und y , die ungestörte Bahn Gl. (13) und (14) gesetzt, wie es bei einer Störungsrechnung berechtigt ist.

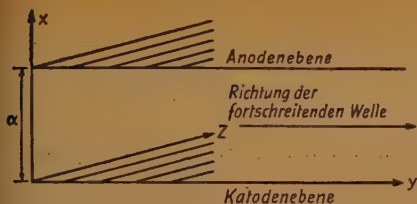


Abb. 8 Koordinatensystem des ebenen Magnetrons

Die Rechnung soll die Phasenkonstante Γ bestimmen, wenn die Phasenkonstante Γ_0 der freien Welle (d. h. wenn der Elektronenstrahl nicht vorhanden ist) bekannt ist. Ist Γ komplex, d. h.

$$\Gamma = \bar{K} + j \bar{\gamma} = \frac{\omega}{v} + j \bar{\gamma} \quad (17)$$

mit $\bar{\gamma} > 0$, dann erhalten wir eine verstärkte Welle, der Elektronenstrahl liefert Energie. Ist die Verzögerungsleitung zylindrisch und in sich geschlossen, so wird damit eine Schwingung angefacht.

Als Lösung der Gl. (15) und (16) erhalten wir

$$\delta y = -j \frac{\frac{e}{m} \Gamma \Delta U_a}{\omega_r^2 - (\omega - \Gamma v_0)^2} \left(\frac{\sin \Gamma x_0}{\sin \Gamma d} + \frac{\omega_r}{\omega - \Gamma v_0} \frac{\cos \Gamma x_0}{\sin \Gamma d} \right) e^{j\omega t_0} e^{j(\omega - \Gamma v_0)\tau} \quad (18)$$

$$\delta x = \frac{\frac{e}{m} \Gamma \Delta U_a}{\omega_r^2 - (\omega - \Gamma v_0)^2} \left(\frac{\cos \Gamma x_0}{\sin \Gamma d} + \frac{\omega_r}{\omega - \Gamma v_0} \frac{\sin \Gamma x_0}{\sin \Gamma d} \right) e^{j\omega t_0} e^{j(\omega - \Gamma v_0)\tau} \quad (19)$$

und für die Geschwindigkeiten

$$\delta \dot{y} = j (\omega - \Gamma v_0) \delta y \quad (20)$$

$$\delta \dot{x} = j (\omega - \Gamma v_0) \delta x \quad (21)$$

In den Gl. (18) bis (21) ist

$$\left| \frac{\omega_r}{\omega - \Gamma v_0} \right| \gg 1 \quad (22)$$

da angenähert die Geschwindigkeit der Welle gleich der Elektronengeschwindigkeit ist und damit der Zähler klein ist. Dann ist nach Gl. (18) bzw. (19) die Änderung von y bzw. x proportional dem Feld E_x bzw. E_y , wie wir es anschaulich in unserem Modell dargestellt haben. In den Gl. (18) bis (21) wollen wir die Ungleichung (22) berücksichtigen und in den Hyperbelfunktionen $F \approx F_0 =$ Phasenkonstante der freien Welle einführen. Weiter setzen wir in den Gl. (18) bis (21)

$$x_0 \approx x \quad v_0 \tau \approx y \quad t_0 + \tau = t$$

und zur Normalisierung:

$$\omega_r = \frac{e B}{m}, \quad v_0 = \frac{V_0}{d B}$$

und wir erhalten

$$\delta y = -j \Gamma d \frac{\Delta U_a}{V_0} \frac{1}{\left(\frac{\omega}{v_0} - \Gamma\right)} \frac{\cos \Gamma_0 x}{\sin \Gamma_0 d} e^{j\omega t - j\Gamma y} \quad (23)$$

$$\delta x = \Gamma d \frac{\Delta U_a}{V_0} \frac{1}{\left(\frac{\omega}{v_0} - \Gamma\right)} \frac{\sin \Gamma_0 x}{\sin \Gamma_0 d} e^{j\omega t - j\Gamma y} \quad (24)$$

Die Wechselraumladungsdichte $\rho \sim$ bestimmen wir aus der Kontinuitätsgleichung, die sich bei kleinen Signalen schreibt:

$$\operatorname{div} \rho \mathbf{v} = \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = \rho_0 \frac{\partial \delta v_x}{\partial x} + \rho_0 \frac{\partial \delta v_y}{\partial y} + v_0 \frac{\partial \rho \sim}{\partial y} = - \frac{\partial \rho \sim}{\partial t} \quad (25)$$

Setzen wir δv_y und δv_x in Gl. (25) ein, dann ergibt sich

$$\rho \sim = 0$$

Im Gegensatz zur Wanderfeldröhre bleibt die Raumladungsdichte konstant. Der Wechselstrom/cm ist dann gegeben durch die Änderung der Breite Δx . Wie in Teil I wird die Phasenkonstante Γ durch eine Energiebilanz bestimmt.

Bei der Berechnung der auf einem Wegelement vom Elektronenstrahl gelieferten Leistung $-dP$ muß noch berücksichtigt werden, daß sich der Elektronenstrom in einem Feld E_y bewegt, das eine Funktion von x ist. Da sich der Strahl in der Richtung x ändert, gibt er, entsprechend seiner Phase, mehr oder weniger Energie ab. $-dP$ ist dann gegeben durch

$$-dP = \frac{1}{2} j dy \int_{x_0 + \delta x_0^*}^{x_0 + \Delta x_0 + \delta(x_0 + \Delta x_0)^*} \rho v_y E_y dx$$

h = Höhe des Stroms in der z -Richtung, δx_0^* ist der konjugiert komplexe Wert von δx_0 .

Wegen $|\Delta x| \ll x_0$ ergibt sich

$$-dP = -\frac{1}{2} j dy J_0 \frac{\Delta U_0}{\sin \Gamma_0 d} \left(\sin \Gamma_0 x_0 \frac{\partial}{\partial x} \delta x^* + \cos \Gamma_0 x_0 \Gamma_0 \delta x^* \right)$$

J_0 = Strahlstrom/cm.

δx eingesetzt in Gl. (26) und mit den Gl. I (10), I (11) und (7) erhalten wir die Bestimmungsgleichung für Γ

$$\Gamma^* - \Gamma_0^* = - \frac{\Gamma_0 d R_y J_0 \cos \Gamma_0 \Gamma x_0}{V_0 \left(\frac{\omega}{v_0} - \Gamma^* \right)} \quad (27)$$

R_y ist wie bei der linearen Wanderfeldröhre der durch Gl. I (7) definierte Kopplungswiderstand. Gl. (27) ist eine quadratische Gleichung für Γ , wir erhalten damit zwei Wellen, im Gegensatz zur linearen Röhre mit drei Wellen. Wir zerlegen Gl. (27) in

Real- und Imaginärteil:

$$\left(\bar{\gamma} - \gamma\right) \left[\bar{\gamma}^2 + \left(\bar{K} - \frac{\omega}{v_0}\right)^2 \right] = \frac{K_0 d J_0 R_y}{V_0} \mathfrak{Cofg} K x_0 \bar{\gamma} \quad (28)$$

$$\left(\bar{K} - K\right) \left[\bar{\gamma}^2 + \left(\bar{K} - \frac{\omega}{v_0}\right)^2 \right] = - \frac{K_0 d J_0 R_y}{V_0} \mathfrak{Cofg} K x_0 \left(\bar{K} - \frac{\omega}{v_0}\right) \quad (29)$$

$K = \frac{\omega}{v} =$ Phasenkonstante der freien Welle.

$\gamma =$ Dämpfungs-konstante der freien Welle.

Aus den Gl. (28) und (29) können wir \bar{K} und $\bar{\gamma}$ bei gegebenen γ , K und $\frac{\omega}{v_0}$ bestimmen.

Wenn $\bar{K} = \frac{\omega}{v_0}$ ist, erhalten wir

$$\bar{K} = K = \frac{\omega}{v_0} \quad \text{oder} \quad \bar{v} = v = v_0 \quad (30)$$

$$\bar{\gamma} = \frac{\gamma}{2} \pm \sqrt{\frac{K d J_0}{V_0} R_y \mathfrak{Cofg} K_0 x_0 + \frac{\gamma^2}{4}} \quad (31)$$

Wenn also die Phasengeschwindigkeit der freien Welle gleich der Elektronengeschwindigkeit ist, dann ist sie auch gleich der Phasengeschwindigkeit der erzwungenen Welle. Wir haben hier also einen weiteren Unterschied gegenüber der linearen Röhre. Bei der linearen Röhre ist die Geschwindigkeit der erzwungenen Welle immer etwas langsamer als die Geschwindigkeit der Elektronen. Beim Magnetron dagegen kann die Phasengeschwindigkeit der erzwungenen Welle gleich der Elektronengeschwindigkeit sein.

Wenn $\bar{K} \neq \frac{\omega}{v_0}$ ist, dann ergibt die Diskussion der Gl. (30) und (31), daß die Phasengeschwindigkeit der erzwungenen Welle gleich dem arithmetischen Mittel der Geschwindigkeit der Elektronen und der freien Welle ist.

Aus Gl. (31) ersehen wir, daß selbst bei noch so großer Dämpfung immer eine angefachte Welle existiert. Wenn das System in sich geschlossen ist, wie es praktisch der Fall ist, dann folgt daraus, daß der innere Widerstand des Magnetrons Null ist. Die freie Welle wird in zwei Wellen aufgespalten, davon ist die eine gedämpft, die andere angefacht. Die Anfachtung ist proportional der Quadratwurzel aus dem Strom, in der linearen Röhre dagegen proportional der dritten Wurzel aus dem Strom. Die Dämpfung der Verzögerungsleitung γ vermindert in erster Näherung die Anfachtung um $\gamma/2$ gegenüber in der linearen Röhre um $\gamma/3$.

Erwähnen wollen wir, daß wir vier Wellen erhalten, wenn wir die Voraussetzung Gl. (22) lassen, und fünf Wellen, wenn die Raumladung berücksichtigt wird. Diese zwei bzw. drei zusätzlichen Wellen ergeben ein reelles bzw. bei Dämpfung der freien Welle 2 bzw. 3 gedämpfte Wellen.

(wird fortgesetzt).

Entgegnung zur Entstehung nichtlinearen Verzerrungen im Lautsprecher

Herr Dr. Rössler¹⁾ beschreibt in seiner Gleichung 2 nur die Ortsabhängigkeit der Membran bzw. der Schalldruck oder die Schallschnelle an der Membranoberfläche. Bezieht man sich aber auf einen festen Punkt im Rohr, so ist der Schalldruckverlauf nicht mehr ungestört.

Die Bewegungsgleichung der Membran laute:

$$x = x_1 \cdot \sin \omega_1 t + x_2 \cdot \sin \omega_2 t \quad (1)$$

Da der Schalldruck vor der Membran proportional der Schnelle der Membran ist, wird



Abb. 1

$$P \sim \frac{dx}{dt} = x_1 \cdot \omega_1 \cdot \cos \omega_1 t + x_2 \cdot \omega_2 \cdot \cos \omega_2 t \quad (2)$$

Betrachtet man nun den Druckverlauf im Abstand R_0 von der Mittellage der Membrane aus, so ist der Laufweg

$$R = R_0 - x = R_0 - (x_1 \cdot \sin \omega_1 t + x_2 \cdot \sin \omega_2 t) \quad (3)$$

x_2 ist gegen x_1 vernachlässigbar. R_0 bewirkt eine konstante Phasenverschiebung. Es bleibt daher die periodische Laufwegänderung $x_1 \cdot \sin \omega_1 t$ übrig. Für P_r ist also zu setzen

$$P_r \sim x_1 \cdot \omega_1 \cdot \cos \left(\omega_1 t + \frac{\omega_1 x_1 \cdot \sin \omega_1 t}{C} \right) + x_2 \cdot \omega_2 \cdot \cos \left(\omega_2 t + \frac{\omega_2 x_2 \cdot \sin \omega_2 t}{C} \right) \quad (4)$$

Das erste Glied kann man bei endlichem x_1 durch ω_1 beliebig kleiner machen. Außerdem ist der Phasenhub für ω_1 zu vernachlässigen, wenn man sich auf relativ zur Wellenlänge der tiefen Frequenz kleine Hübe beschränkt. Die tiefe Frequenz ist also verzerrungsfrei. Die Gleichung für ω_2 enthält aber den mit der Wellenlänge dieser Frequenz vergleichbaren Hub der tiefen Frequenz und ist also phasenmoduliert.

¹⁾ S. FUNK UND TON 4 (1950), H. 11, S. 549... 553.



Abb. 2

Damit entfallen aber die Grundlagen für die weiteren Folgerungen in der Arbeit von Herrn Dr. Rössler. Im übrigen liegen normalerweise beim Lautsprecher die Verhältnisse immer so, daß die akustischen Abstrahlungsbedingungen für die tiefen Frequenzen ganz andere als für die höchsten Frequenzen sind, so daß auch darum die angestellten weiteren Betrachtungen der Grundlage entbehren. In meiner Arbeit ^{*)}, die mit Herrn Dr. Rössler, dem damaligen Leiter der Zeitschrift mehrfach besprochen wurde, wird auf die nicht zu vernachlässigende Größe der Verzerrung hingewiesen. In Abb. 1 sei ein Oszillogramm wiedergegeben, welches unter folgenden Bedingungen aufgenommen wurde.

Der Lautsprecher war in einem Musikschränk eingebaut und befand sich in einem normalen Wohnraum, das Mikrofon in einem Abstand von etwa 1 m. Der Lautsprecher hatte, um Amplitudenmodulationsverzerrungen zu vermeiden, eine extrem lange Tauchspule von 30 mm (siehe Abb. 2). Das Oszillogramm, Abb. 1, zeigt die Änderung der Phasenlage der hohen Frequenz durch die tiefe Frequenz. Der Phasenhub beträgt etwa 28° , der Lautsprecher wurde mit 50 und 10 000 Hz erregt, wobei der Hub der Membran etwa 0,25 cm betrug. Das ergibt nach Gleichung 11 ^{*)} einen Phasenhub von 26° , was in Anbetracht des nur ungenau ermittelten Hubes und der leichten Unschärfe des Oszillogramms als gute Übereinstimmung anzusehen ist. Bei diesem Phasenhub treten aber schon zwei Seitenbänder mit etwa 23% der Amplitude der hohen Frequenz als Störfrequenzen auf, der Klirrfaktor beträgt daher etwa 32%. Daraus ist zu ersehen, daß die Phasenmodulation einen maßgebenden Einfluß auf die Qualität der Wiedergabe hat.

^{*)} E. Hüttmann: „Die Ursachen für das Auftreten nichtlinearer Verzerrungen in elektroakustischen Übertragungsanlagen“. Elektrotechnik, Heft 9, 1950, Seite 322...325.

NEUE DEUTSCHE PATENTE

21a⁴, 68. G 384

11. 11. 49 2. 11. 50

M. Grundig, Fürth/Bay.; „Hochfrequenzeisenformteile z. Abgleichen v. Induktivitäten“ (2)

21a⁴, 75. p 43 483 D

21. 5. 49 2. 11. 50

Telefunken; „Abstimmvorrichtg. m. zwei Eisenkernvariometern f. Hochfrequenzempfang.“ (5)

21g, 13/17. p 49 443 D

19. 7. 49 2. 11. 50

(Niederlande: 23. 7. 48)

Philips; „Elektr. Entladungsröhre z. Erzeugg., Verstärkg. od. Modulation v. Wellen m. einer Wellenlänge v. einigen Zentimetern u. weniger“ (6)

21g, 13/50. p 37 973 D

28. 3. 49 2. 11. 50

Fernseh GmbH., Darmstadt; „Verf. z. Prüfg. u. Messg. v. Elektronenröhren“ (5)

21g, 38. p 23 495 D

3. 12. 48 2. 11. 50

(Niederlande: 10. 5. 48)

Philips; „Schaltg. z. Erzeugg. eines sägezahnförm. Stromes in einer Selbstinduktionsspule“ (8)

21g, 38. E 299

24. 11. 49 2. 11. 50

(Großbritannien: 24. 11. 48, 22. 9. u. 10. 11. 49)

Electric & Musical Industries Ltd., Hayes, Middlesex, England; „Kreis z. Erzeugg. sägezahnförm. Schwingg.“ (15)

21a¹, 32/20. F 185

31. 10. 49 9. 11. 50

Fernseh GmbH., Darmstadt; „Anordng. z. Bildzerlegg. u. Übertrag. mittels Katodenstrahlröhren“ (9)

21a⁴, 2/01. p 36 779 D

14. 3. 49 9. 11. 50

Siemens & Halske; „Druckkammerlautsprecher m. mehreren Schallkanälen, d. v. d. Druck-

kammer z. Trichtereingang führen“ (6)

21a⁴, 2/01. M 2679

5. 4. 50 9. 11. 50

Magnetfabrik Gewerkschaft Windhorst, Bonn; „Magnetsystem f. dynam. Lautsprecher“ (6)

21a⁴, 11. J 519

17. 2. 50 9. 11. 50

H. Jedlicka, Schwenningen/Neckar; „Lautsprecher-membrane“ (1)

21a⁴, 14/01. p 39 259 D

7. 4. 49 9. 11. 50

C. Lorenz; „Lautsprecheranordnung m. einer d. Kugelstrahler nullter Ordng. angenäherten Wirkungsweise“ (10)

21a⁴, 2/01. p 24 818 D

13. 12. 48 9. 11. 50

Telefunken; „Elektrodynam. Schwingungssystem“ (5)

21a⁴, 16/02. p 3553 B

18. 7. 49 9. 11. 50

Isophon GmbH., Berlin-Tempelhof; „Hoch-Tiefton Lautsprecherkombination“ (8)

21a⁴, 16/02. p 44 237 D

28. 5. 49 9. 11. 50

Siemens & Halske; „Elektroakust. Übertragungsanlage“ (5)

21a⁴, 16/02. T 221

1. 12. 49 9. 11. 50

Telefunken; „Lautsprecheranordnung“ (5)

21a⁴, 29/01. G 1190

4. 3. 50 9. 11. 50

Grundig; „Verf. z. Abstimm-anzeige u. Störunterdrückg., vorwiegend f. frequenzmodulierende Empfäng.“ (11)

21a⁴, 29/03. S 1073

17. 12. 49 9. 11. 50

Siemens & Halske; „Lautstärke-regler f. elektroakust. Geräte, insb. Rundfunkgeräte“ (4)

21a¹, 16/02. T 223

1. 12. 49 9. 11. 50

Telefunken; „Lautsprecheranordnung“ (4)

21a⁴, 29/50. p 9448 D

1. 10. 48 9. 11. 50

Blaupunkt; „Anordng. z. Bandspreizg. in Hochfrequenzempfangsgeräten“ (10)

21g, 13/17. p 21 426 D

10. 11. 48 9. 11. 50

(Schweiz: 20. 11. 47)

Dr. H. König, Wien III; „Laufzeitröhre z. Erzeugg. u. Verstärkg. sehr kurzer elektr. Wellen“ (11)

21g, 13/17. p 21 427 D

10. 11. 48 9. 11. 50

(Schweiz: 20. 11. 47)

Dr. H. König; „Laufzeitröhre z. Erzeugg. u. Verstärkg. sehr kurzer elektr. Wellen“ (13)

21a¹, 34/11. p 27 695 D

28. 12. 48 14. 12. 50

(V. St. Amerika: 25. 1. 46)

Hazeltine Corp., Washington D.C. (V. St. A.); „Anordng. z. Erzeugg. einer v. d. Stärke d. Zeichen abhäng. Regelspanng. in Fernsehordnung.“ (20)

21a¹, 35/20. p 53 374 D

29. 8. 49 14. 12. 50

(Großbritannien: 2. 9. 48)

N. V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven (Holland); „Schaltungsanordng. z. Erzeugg. eines sägezahnförmigen Stromes“ (7)

21a⁴, 16/01. p 27 132 D

27. 12. 48 14. 12. 50

Siemens & Halske AG., Berlin u. München; „Lautfernsprecheranlage nach d. Gegen- od. Wechselsprechprinzip“ (4)

21a⁴, 24/01. p 8351 D

1. 10. 48 14. 12. 50

Blaupunkt-Werke GmbH., Zweigniederlassung Darmstadt, Darm-

- stadt; „Überlagerungsempfäng. m. Induktivitätsabstimmg. f. Oszillatorkreis u. Vorkreis“ (8)
- 21a⁴, 24/01. p 9440 D
1. 10. 48 14. 12. 50
Blaupunkt; „Überlagerungsempfäng. m. Induktivitätsabstimmung“ (6)
- 21a⁴, 24/02. p 32 065 D
20. 1. 49 14. 12. 50
Blaupunkt; „Superregenerativempfäng.“ (5)
- 21a⁴, 29/06. p 10 793 D
1. 10. 48 14. 12. 50
Siemens & Halske; „Rundfunkgerät m. Tonabnehmeranschluß“ (4)
- 21a⁴, 46/02. p 10 633 D
1. 10. 48 14. 12. 50
Siemens & Halske; „Aus Hohlleitern aufgebaute Sammellinse f. elektromagn. Wellen“ (9)
- 21g, 13/17. p 20 753 D
1. 11. 48 14. 12. 50
(Niederlande: 8. 1. 47)
Philips; „Vorrichtg. z. Übertragg. bzw. Erzeugg. elektr. Schwingg. einer Wellenlänge v. wenig. Dezimetern m. Hilfe einer m. einer Sekundäremissionselektrode versehenen elektr. Entladungsröhre u. -Entladungsröhre f. eine solche Vorrichtg.“ (8)
- 2g, 5/02. p 15 120 D
1. 10. 48 14. 12. 50
Dr.-Ing. H. Johannson, Stuttgart-Zuffenhausen; „Durch Widerstandsänderg. gesteuerter elektro-mechan. Tonabnehmer“ (7)
- 2g, 8/08. p 20 702 D
1. 11. 48 14. 12. 50
(Niederlande: 30. 5. 44)
Philips; „Stereophon. Wiedergabegerät“ (5)
- 2g, 10/01. p 736 B
3. 12. 48 14. 12. 50
LICENTIA Patent-Verwaltungs-GmbH., Hamburg 36; „Magnetisierungskopf f. Magnetton-Geräte“ (4)
- 42g, 10/01. p 15 765 D
1. 10. 48 14. 12. 50
Nordwestdeutscher Rundfunk, Hamburg 13; „Verf. u. Anordng. z. Erzeug. eines sinusförm. od. symmetr. verlaufend. Wechselstroms f. d. Löschen od. Vermagnetis. b. magnet. Schallaufzeichnungsvorrichtg.“ (6)
- 42g, 10/02. p 10 634 D
1. 10. 48 14. 12. 50
Siemens & Halske; „Bandförm. Träger f. magnet. Aufzeichng.“ (7)
- 42g, 14/01. Z 241
16. 1. 50 14. 12. 50
A. Zietzling, Regensburg; „Tonträger“ (5)
- 21a³, 1/02. A 926
28. 2. 50 21. 12. 50
(Schweiz: 17. 10. 49)
Autophon AG., Solothurn (Schweiz); „Elektroakust. Wandler“ (8)
- 21a³, 2/01. S 1257
9. 1. 50 21. 12. 50
Siemens & Halske; „Druckkammerlautsprecher“ (7)
- 21a³, 2/02. F 1486
20. 5. 50 21. 12. 50
Formholz-Preßwerk Romen GmbH., Amberg (Obpf.); „Schalltoter Abstands- bzw. Befestigungsfußring f. Schwingspulenzentrierg. an dynam. Lautsprechersystemen“ (3)
- 21a³, 11. p 24 664 D
13. 12. 48 21. 12. 50
G. Widmann & Söhne KG., Schwenningen/Neckar; „Verf. u. Vorrichtg. z. Herstellen v. Membranen z. Tonaufnahme u. -Wiedergabe“ (9)
- 21a³, 14/02. S 1070
17. 12. 49 21. 12. 50
Siemens & Halske; „Trichterlautsprecher m. Druckkammer-system“ (6)
- 21a³, 16/01. M 405
2. 11. 49 21. 12. 50
Mix & Genest AG., Stuttgart; „Schaltungsanordng. f. Wechselsprech-Lautsprecheranlagen“ (5)
- 21a³, 16/01. M 406
2. 11. 49 21. 12. 50
Mix & Genest; „Schaltungsanordng. f. Wechselsprech-Lautsprecheranlagen“ (5)
- 21a³, 17/01. p 10 914 D
1. 10. 48 21. 12. 50
Atlas-Werke AG., Bremen; „Knochenleitungshörer“ (8)
- 21a³, 17/03. p 10 538 D
1. 10. 48 21. 12. 50
Atlas-Werke AG.; „Ausbildg. eines Schwerhörigengerätes z. Benutzg. in Verbindg. m. einem Telefonapparat“ (2)
- 21a⁴, 1/02. p 473 B
12. 11. 48 21. 12. 50
Siemens & Halske; „Schaltungsanordng. z. Aussiebg. v. Oberwellen“ (4)
- 21a⁴, 6/02. p 11 659 D
1. 10. 48 21. 12. 50
Siemens & Halske; „Schaltungsanordng. z. Frequenzvervielfachg.“ (4)
- 21a⁴, 10. p 26 641 D
23. 12. 48 21. 12. 50
(Großbritannien: 22. 3. 46)
Philips; „Piezoelekt. Element“ (5)
- 21a⁴, 29/01. p 3672 B
28. 7. 49 21. 12. 50
Siemens & Halske; „Empfangsanordng. f. frequenzmodul. Schwingg.“ (5)
- 21a⁴, 29/01. p 12 145 D
10. 11. 48 21. 12. 50
Siemens & Halske; „Funkempfangsgerät m. Reflexschaltg.“ (4)
- 21a⁴, 69. p 5719 D
1. 10. 48 21. 12. 50
Vogt & Co., Erlau b. Passau;

- „Abstimmteill f. Hochfrequenzkreise, insb. f. Empfänger-schaltg.“ (6)
- 21a⁴, 74. p 3948 B
24. 8. 49 21. 12. 50
Siemens & Halske; „Hochfrequenzenergieleitg. m. eingebauten Schaltelementen“ (4)
- 21g, 13/17. p 53 970 D
5. 9. 49 21. 12. 50
Siemens & Halske; „Elektronenröhrenanordng. z. Erzeugg. Verstärkg., Gleichrichtg. od. Anzeige sehr kurzer Wellen“ (6)
- 21g, 13/23. F 730
30. 1. 50 21. 12. 50
Fernseh GmbH., Darmstadt;
„System z. Ablenk. v. Elektronenstrahlen“ (5)
- 21g, 37/20. p 45 853 D
14. 6. 49 21. 12. 50
R. Bosch GmbH., Stuttgart-N.;
„Verf. u. Vorrichtg. z. Kompensation d. Linsenfehler an Elektronenlinsen“ (5)
- 42g, 8/08. p 12 157 D
1. 10. 48 21. 12. 50
Klangfilm GmbH., Berlin und Karlsruhe; „Verf. u. Einrichtg. z. Erzeugg. v. künstl. Nachhall b. Tonaufzeichng.“ (5)
- 42g, 9/04. p 11 893 D
1. 10. 48 21. 12. 50
Siemens & Halske; „Wiedergabe mehrspurig. Lichttonaufzeichnung.“ (6)
- 42g, 10/01. p 34 098 D
14. 2. 49 21. 12. 50
Siemens & Halske; „Magnetton-einrichtg., insb. f. bandförm. Tonträger“ (8)
- 42g, 10/02. p 11 434 D
1. 10. 48 21. 12. 50
Deutsche Grammophon GmbH., Hannover; „Magnettonband m. Marklrg.“ (4)
- 42g, 12. p 11 436 D
1. 10. 48 21. 12. 50
Deutsche Grammophon GmbH.;
- „Vorrichtg. z. Schneiden v. Magnettonbändern“ (9)
- 42g, 13/01. p 12 174 D
1. 10. 48 21. 12. 50
Klangfilm GmbH.; „Beleuchtungseinrichtg. f. Tonkopiermasch.“ (5)
- 21a¹, 34/53. P 450
16. 12. 49 28. 12. 50
(Großbritannien: 17. 12. 48)
Pye Ltd., Cambridge (England);
„Fernsehkamera“ (12)
- 21a², 2/01. M 909
12. 12. 49 28. 12. 50
Magnetfabrik Gewerkschaft Windhorst, Bonn; „Magnetsystem f. dynam. Lautspr.“ (4)
- 21a³, 2/02. G 1122
22. 2. 50 28. 12. 50
M. Grundig, Fürth (Bay.); „Antriebs- u. Zenträlersystem f. dyn. Lautspr., Mikrophone u. Relais aus thermoplast. Kunststoff“ (5)
- 21a⁴, 14/05. p 4761 D
1. 10. 48 28. 12. 50
Laborat. Wennebostel, Dr.-Ing. Sennheller, Wennebostel; „Mikrophon“ (11)
- 21a⁵, 16/04. p 52 650 D
22. 8. 49 28. 12. 50
G. Schaub Apparatebauges.m.b.H., Pforzheim; „Rundfunkempfäng. m. Hochttonlautspr.“ (3)
- 21a⁶, 18/50. p 5013 D
1. 10. 48 28. 12. 50
Siemens & Halske; „Einrichtg. z. Prüf. v. elektro-akust. Übertragungssystemen m. Hilfe v. period. wiederholten Impulsen“ (6)
- 21a⁷, 30. p 13 673 D
1. 10. 48 28. 12. 50
Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH., Berlin SW 61;
„Eisenkern-Induktivität“ (4)
- 21a⁸, 29/03. p 43 417 D
20. 5. 49 28. 12. 50
Siemens & Halske; „Anordng. f. d. Lautstärkeregelg. b. Rund-
- funkempfäng., Verstärkeranlagen od. dgl.“ (7)
- 21a⁹, 35/17. p 26 945 D
24. 12. 48 28. 12. 50
Dr.-Ing. P. Hermanspahn, Esser Stadtwald; „Mikrofon-Speiseranordng. f. Verstärkeranlage in Verkehrsfahrzeugen“ (4)
- 21a¹⁰, 49. p 4569 D
1. 10. 48 28. 12. 50
Siemens & Halske; „Verf. z. Modulation v. Impulsen“ (5)
- 21a¹¹, 55. p 38 399 D
31. 3. 49 28. 12. 50
Siemens & Halske; „Sendesystem f. Rundfunkzwecke m. Ultrakurzwellepsendern“ (5)
- 21a¹², 64/05. 4108 B
8. 9. 49 28. 12. 50
Siemens & Halske; „Schutzzeitrichtg. gegen atmosphär. Aufladg. v. Antennen, deren Betrieb nicht unterbrochen werden soll“ (6)
- 21g, 10/04. B 662
14. 11. 49 28. 12. 50
R. Bosch GmbH., Stuttgart-N.;
„Elektrolyt f. Elektrolytkondensatoren“ (3)
- 42g, 5/02. p 9149 D
1. 10. 48 28. 12. 50
Siemens & Halske; „Piezoelektrische Kristallkombination“ (4)
- 42g, 7/02. p 2983 B
19. 5. 49 28. 12. 50
LICENTIA; „Mit d. Lautwerk zusammengebaute Verstärkeranordng. f. Schallaufzeichnung u. -Wiedergabegeräte, insb. f. Magnettongeräte“ (3)
- 42g, 10/02. p 23 081 D
29. 11. 48 28. 12. 50
Farbenfabriken Bayer, Leverkusen; „Tonträger“ (4)
- 42g, 10/02. p 51 923 D
13. 8. 49 28. 12. 50
Dr. K. Kesselschläger, Memmingen (Allgäu); „Doppelseitig be-

- spielb. Magnetogrammträger" (1)
 42g, 15/03. p 42 376 D
 11. 5. 49 28. 12. 50
 Deutsche Grammophon GmbH.,
 Berlin; „Schallplatten aus
 Kunststoffen“ (1)
- 42g, 15/03. p 42 377 D
 11. 5. 49 28. 12. 50
 Deutsche Grammophon GmbH.;
 „Schallplatte aus Mischpoly-
 merisaten“ (1)
- 42g, 22/01. p 53 104 D
 26. 8. 49 28. 12. 50
 (Frankreich: 22. 7. 47)
 Ateliers de Constructions Elec-
 triques de Charleroi S. A.,
 Brüssel; „Magnet. Aufnahme-
 u. Wiedergabeapparat insb. f.
 Diktate“ (11)
- 21a⁴, 2/01. K 3294
 22. 5. 50 4. 1. 51
 Körting Radio Werke O. Ritter,
 Niedernfels b. Marquardstein
 (Obb.); „Klebelack f. Schwing-
 spulen v. Schallgebern u. Schall-
 empfäng.“ (3)
- 21a⁴, 11. I 733
 8. 4. 50 4. 1. 51
 Isophon E. Fritz & Co. GmbH.,
 Berlin-Tempelhof; „Konus-
 membrane, insb. f. elektrodyn.
 Lautspr.“ (7)
- 21a⁴, 11. K 3291
 22. 5. 50 4. 1. 51
 Körting; „Papiermembran f.
 Lautspr.“ (7)
- 21a⁴, 12/01. K 3293
 22. 5. 50 4. 1. 51
 Körting; „Papiermembran f.
 Schallgeber u. Schallempfäng.“
 (3)
- 21a⁴, 12/01. P 524
 4. 1. 50 4. 1. 51
 R. Pfenninger, Gelselgastelg b.
 München; „Dyn. Lautspr.“ (5)
- 21a⁴, 16/02. T 34
 15. 10. 49 4. 1. 51
- Telefunken; „Lautsprecheranord-
 nung z. Beschallg. größerer
 Flächen“ (4)
- 21a⁴, 10. B 3659
 15. 5. 50 4. 1. 51
 (Großbritannien: 13. 5. 49 u.
 3. 5. 50)
 R. Bechmann, London; „Piezo-
 elektr. Kristalle“ (6)
- 21a⁴, 10. B 5219
 21. 6. 50 4. 1. 51
 (Großbritannien: 22. 6. 49 u.
 9. 6. 50)
 R. Bechmann; „Piezoelektr.
 Kristalle“ (7)
- 21f, 39. p 46 602 D
 21. 6. 49 4. 1. 51
 (V. St. Amerika: 2. 7. 48)
 International General Electric
 Company, Inc., New York,
 N. Y.; „Elektr. Geräte, wie
 elektr. Glühlampen, Rundfunk-
 röhren u. Verf. u. Vorrichtg. zu
 ihrer Herstellg.“ (13)
- 21g, 13/05. L 14
 3. 10. 49 4. 1. 51
 C. Lorenz AG., Stuttgart-Zuffen-
 hausen; „Röhrenausziehvor-
 richtg.“ (3)
- 21g, 13/17. p 34 353 D
 16. 2. 49 4. 1. 51
 Blaupunkt-Werke; „Kurzwellen-
 röhre m. Barium-Oxyd-Ka-
 tode“ (5)
- 42g, 8/08. p 11 890 D
 1. 10. 48 4. 1. 51
 Siemens & Halske; „Einrichtg. z.
 gleichzeit. getreanten Wiederg.
 mehrspur. Tonaufzeichng.“ (5)
- 42g, 42/01. p 2988 B
 19. 5. 49 4. 1. 51
 LICENTIA; „Verf. z. Aufzeich-
 nen, Wiedergeben od. Löschen
 eines Doppelmagnetogramms“
 (6)
- 21a⁴, 6/01. p 43 297 D
 19. 5. 49 11. 1. 51
 Felten & Guillaume Carlswerk
 AG, Köln-Mülheim; „Anordng.
 z. Frequenzvervielfachg.“ (4)
- 21a⁴, 8/01. N 772
 24. 4. 50 11. 1. 51
 (Großbritannien: 28. 4. 49)
 Philips; „Verf. z. Erzeugg. einer
 Schwingg. m. üb. einen breiten
 Frequenzbereich einstellb. Fre-
 quenz (Abstimmfrequenz)
 durch Mischg. zweier
 Schwingg (11)
- 21a⁴, 29/01. p 45 633 D
 11. 6. 49 11. 1. 51
 Telefunken; „Nachstimmshal-
 tung“ (10)
- 21a⁴, 29/01. N 1057
 13. 6. 50 11. 1. 51
 (Niederlande: 17. 6. 49)
 Philips; „Schaltg. f. einen Rund-
 funkempfäng. m. selbsttät.
 Lautstärkeregelg.“ (9)
- 21a⁴, 29/01. T 328
 29. 12. 49 11. 1. 51
 Telefunken; „Einrichtg. z. Ab-
 stimmungsanzeige, insb. f.
 Empfäng.“ (8)
- 21a⁴, 29/03. P 789
 15. 2. 50 11. 1. 51
 (Schweiz: 1. 3. 49)
 „Patelhold“ Patentverwertungs-
 & Elektro-Holding AG., Glarus
 (Schweiz); „Schaltungsanord-
 nung z. Sperrg. d. Niederfre-
 quenz bei einem Empfäng. f.
 frequenzmodul. Schwingg.“ (12)
- 21a⁴, 29/50. p 34 608 D
 10. 2. 49 11. 1. 51
 Siemens & Halske; „Anordng. m.
 Wanderwellenröhre“ (9)
- 21a⁴, 29/50. S 275
 24. 10. 49 11. 1. 51
 Siemens & Halske; „Anordng. z.
 Verstärkg. höchster Frequenzen“
 (4)
- 21a⁴, 35/18. B 390
 31. 10. 49 11. 1. 51
 Blaupunkt; „Anodenspannungs-
 versorgg. f. elektr. Röhren ent-
 haltende Geräte z. wahlweisen
 Betrieb m. Wechsel- od. Gleich-
 strom verschiedener Spanng.“
 (5)

REFERATE

Von den mit einem * versehenen Referaten können Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsendung des Betrages von DMW 0,75 je Seite sowie des Einschreibepontos zur Verfügung gestellt werden.

Wissenswertes über Elektrete

Der Artikel „Ceramic Electrets“¹⁾ von Thomas A. Dickinson, Los Angeles, Calif., wird mit der Bemerkung des Herausgebers eingeleitet, daß die Angelegenheit genügend strittig gewesen sei, um sie nicht zu veröffentlichen. Daß der Artikel doch erschienen ist, spricht dafür, daß Erfolge nicht ausgeblieben sind, die einer tiefer gehenden ernsthaften Forschung wert sind.

Der Elektret wird für die elektrische Analogie des permanenten Magneten gehalten. Der elektrische Strom „erstarrt“ gleichsam in festen Körpern; das ist also ein zur Dynamomaschine in gewisser Hinsicht umgekehrter Vorgang, da diese aus festen Körpern mittels mechanischer Energie elektrischen Strom erzeugt. Die erste Erwähnung findet man bei Michael Faraday, der im Jahre 1839, als er seine Experimental Researches in Electricity veröffentlichte, dielektrische Körper anführte, welche ein elektrisches Moment zurückbehalten, nachdem das äußerlich angelegte elektrische Feld auf Null vermindert worden ist. Einige Jahre später prägte Sir Oliver Heaviside das Wort „Electret“, um diese theoretischen Körper zu beschreiben. Praktische Anwendungen blieben jedoch aus, bis Anfang 1920 Herr Mototaro Eguchi, Professor für Physik an der höheren Marineschule in Tokio, mit Hochspannungsströmen Wachs elektrisierte. Er berichtete hierüber im Philosophical Magazine 1925:

„Wenn ein elektrisches Feld an einen geschmolzenen Körper angelegt wird, orientieren sich die Moleküle (welche, wie man annimmt, elektrische Dipole enthalten) mit ihren Achsen in der Richtung des elektrischen Feldes, so daß, wenn die geschmolzene Substanz erstarrt, die Moleküle ihre Orientierung in dem unbeweglichen Zustand beibehalten und die Ursache bilden, daß der Körper eine dauernde elektrische Polarisation behält.“

Andrew Gement von der Oxford University in England wiederholte bald Eguchis Versuche, offensichtlich zu dem Zweck, um einige Behauptungen des japanischen Wissenschaftlers zu widerlegen; daraufhin wurde er ein begeisterter Pionier der Elektretentwicklung. Er begann mit Wachs und gilt als der erste, der Elektrete aus keramischen Werkstoffen herstellte. Z. Z. werden in zahlreichen

amerikanischen staatlichen Instituten beschleunigte Versuche durchgeführt, die zu der Erwartung berechtigen, daß handelsübliche Erzeugnisse nicht mehr lange auf sich warten lassen werden.

Die Theorie spricht von einer Ausrichtung der Dipolmoleküle des Elektretmaterials unter der Wirkung des elektrischen Stromes. Die Dipolmoleküle fallen mit der Zeit langsam in den ungeordneten Zustand zurück. Die Ladung ist nicht nur eine Oberflächenladung, obwohl sie selbst nur auf der Oberfläche wirksam werden kann. Ein Elektret kann in mehrere Stücke geteilt werden und weist dann in jedem Stück die gleiche Polarität auf, die in dem ursprünglichen Stück vorhanden war, wie es von den einzelnen Stücken eines Stabmagneten bekannt ist.

Zur Herstellung von Elektreten eignet sich Glas von den keramischen Werkstoffen besonders. Gründe dafür sind, daß es

1. eines der festesten Dielektrika bei niedriger Temperatur ist, aber ein ausgezeichneter Leiter der Elektrizität in halbgeschmolzenem und flüssigem Zustand wird.
2. Daß viele, wenn nicht alle Gläser eine molekulare Struktur haben, die zur Wiederherstellung oder Wiederorientierung der normalen Anordnung der darin enthaltenen Atome erforderlich ist.
3. Daß es im Gegensatz zu anderen Elektretwerkstoffen einen hohen Temperaturwiderstand und als höchstwirksamer Ersatz für piezoelektrische Quarzkristalle bei erhöhter Temperatur verwendet werden kann.
4. Daß seine Durchsichtigkeit die Entwicklung von vielen bisher noch nicht dagewesenen optischen Geräten zulassen wird.

Der Herstellungsgang ist einfach und besteht im wesentlichen darin, daß man einen flüssigen Isolierstoff in einem elektrisch leitenden Gefäß so anordnet, daß dieses die eine Hochspannungselektrode und eine leitende Scheibe auf dem flüssigen Isolierstoff die andere Elektrode bildet, und daß das vorher erwähnte elektrische Feld seine Wirkung solange zwischen den Elektroden hervorbringt, bis der Isolierstoff erstarrt ist.

Die Wirkung ist im wesentlichen dem Vorgang ähnlich, wenn man erstarrtes Glas mit Seide oder wollenen Tüchern reibt, unterscheidet sich aber in erster Linie dadurch, daß das unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes erstarrende Glas für einen langen Zeitraum kräftig isoliert bleibt, während das Reiben nur einen schwachen elektrischen Zustand für eine kurze Zeitdauer hervorbringt. Elektrische „Kurzschlüsse“ bewahren den Elektret vor zu schneller Abnahme seiner Wirksamkeit. Der Kurzschluß besteht darin, daß der Elektret mit einer metallischen Folie umhüllt wird, so daß

¹⁾ Ceramic Industry, Chicago 3, Mai 1949, Seite 62.

gleichsam die elektrischen Pole kurzgeschlossen werden.

Elektrete sind keine Ferromagnete, sie können jedoch mit diesen kombiniert werden, um magnetische Einflüsse auf viele nichtmagnetische Stoffe auszuüben.

Andere keramische Stoffe, die sich zur Herstellung von Elektreten eignen, sind:

1. Feuertone, wenn es auf äußerst hohe Temperaturbeständigkeit ankommt.

2. Kingsleytone und andere Tone mit „nichtmetallischen“ Eisenkomponenten, z. B. Eisenoxid, wenn billige Bestandteile für ferromagnetische Legierungen gewünscht werden.

3. Porzellan dann, wenn die Lichtdurchlässigkeit bedeutungslos ist, aber dafür höchste chemische Widerstandsfähigkeit gefordert wird.

Die Anwendungsmöglichkeiten sind sehr vielseitig und liegen auf dem Hochfrequenz- und Meßgerätegebiet. Dazu kommen noch die noch nicht erkannten Anwendungsgebiete.

Elektrete können als Bauteile von Mikrofonen, Lautsprechern, Telefonen usw. verwendet werden und erhöhen deren Wirkungsweise. Beim Bau von Elektrometern wurde die Empfindlichkeit dadurch verbessert, daß eine Saite zwischen Elektreten gespannt wurde, die durch ihre Plus- und Minusoberflächen ein Hil's eld lieferte.

Spektrometer wurden mit Elektreten ausgerüstet und ermöglichten, durch ihre Fähigkeit, verschleiene Chemikalien anzuziehen, das schnelle Trennen von Elementen.

Bei der Batterieherstellung trägt eine Kombination von keramischen Elektreten infolge ihres elektrisierten Zustandes und ihrer chemischen Trägheit dazu bei, die Wirkung zu erhöhen und die Lebensdauer von Trockenzellen und Lagerbatterien zu verlängern.

Umfang der Originalarbeit mit 5 Bildern 3 Seiten.) Der Artikel „Elektrete“*) von Dr. Joachim Euler, Braunschweig, gibt eine kurze Übersicht über den gegenwärtigen Stand der Entwicklung und Erforschung von Elektreten. Es gibt rund 45 Veröffentlichungen seit den Versuchen von Eguchi. Durch systematische Erforschung tat sich Mikola hervor, der die Elektrete bildenden Stoffe in zwei Gruppen einteilte.

Die erste Gruppe ist die Gruppe mit Ladungsumkehr, d. h. daß die gleich nach der Erstarrung festgestellte Polarität der Ladung (heterocharge), die der Polarität an den angelegten Elektroden entgegengesetzt ist, sich nach einiger Zeit umkehrt in eine Ladung (homocharge) mit der den angelegten Elektroden entsprechenden Polarität. Stoffe

ETZ, Wuppertal, 15. Juli 1950, Seite 373, 1. Jahrgang, Heft 14.

r. 3, 1951 FUNK UND TON

dieser Gruppe haben eine hohe Leitfähigkeit. Es gehören dazu Carnaubawachs, Bienenwachs, Asphalt, polare Kohlenwasserstoffe, Ester und Alkohole. Ein Ausbleiben der Ladungsumkehr wurde bei Verminderung der Feldstärke von 10 kV/cm auf 100 V/cm festgestellt.

Zu der zweiten Gruppe ohne Ladungsumkehr gehören die Stoffe mit den besseren Isolationseigenschaften, wie Glas, Harz, Schwefel und Stoffe mit Molekülen mit Säuregruppen.

Die Größe der Ladung ist weitgehend proportional der erzeugenden Feldstärke. Die obere Grenze liegt bei etwa 30 kV/cm. Durch die Feldstärke findet auch eine Beeinflussung der thermischen Eigenschaften statt. Die Wärmeleitfähigkeit nimmt z. B. exponentiell mit der erzeugenden Feldstärke zu.

Die theoretischen Erklärungen für die beobachtete Wirkung der verschiedenartigen Elektrete sind unvollständig. Wenn sich auch für die nichtumschlagenden Elektrete eine Erklärung finden läßt, die jedoch quantitativ nicht befriedigt, so fehlt für die umschlagenden Elektrete fast völlig jede Erklärung. Über das Verhalten von Kunststoffen, Glas oder Keramik ist in der Literatur sehr wenig zu finden, obwohl die praktische Bedeutung dieser Elektrete wegen ihrer großen zeitlichen Konstanz erheblich ist.

Es liegen im Elektrometerbau bereits erprobte Konstruktionen mit Elektreten vor, mit deren Hilfe man Empfindlichkeiten bis zu 0,5 Volt pro Skalenteil erzielen kann. Im Kriege haben die Japaner Kondensatormikrofone ohne Hilfsspannung verwendet, was dadurch möglich war, daß die Membran unmittelbar gegen einen Elektreten schwang.

Der Verfasser behauptet abschließend, daß man auch aus Körpern, die sich im festen Aggregatzustand befinden, durch Anlegen eines elektrischen Feldes Elektrete machen kann und zieht damit die Parallele zu den ferroelektrischen Substanzen, von denen das Seignettesalz seit langem bekannt ist. Eine vergleichende Untersuchung steht aber noch aus.

Umfang der Originalarbeit mit 4 Abbildungen
1 ½ Seiten.)

Ein neu entwickeltes elektronisches Dickenmeßgerät*

Ein elektronischer Dickenmesser für die Bestimmung der Dicke von nichtleitenden Überzügen auf nichtmagnetischen Metallen ist von Charles C. Gordon und Joseph C. Richmond auf Anregung des National Bureau of Standards mit Unterstützung des National Advisory Committee for Aeronautics

*) Aus „Ceramic Industry“ Vol. 54, Nr. 6, Seiten 81 und 115, Juni 1950.

entwickelt worden. Das neue Instrument beruht auf einer einfachen, direkten, nichtzerstörenden Meßmethode. Diese Messungen haben mit der steigenden Verwendung von keramischen Materialien als Schutzüberzüge für Metalle und Legierungen für Hochtemperaturzwecke sehr an Bedeutung gewonnen. Dieses neue elektronische Meßgerät kann für nichtmagnetische Legierungen für hohe Temperaturen verwendet werden, da, wo magnetische Dickenmeßgeräte versagen.

Das Instrument besteht im wesentlichen aus einer kleinen Meßspule, einem die Induktivität anzeigenden Gerät und einer Vorrichtung für die Halterung der Spule und Messung ihres Abstandes von der zu prüfenden Oberfläche. Die Meßspule ist in einem zylindrischen Meßkopf aus Preßstoff eingebaut. Ein kleiner Stab aus Preßstoff, der mit dem Zeiger eines Zifferblattes in Berührung steht, erstreckt sich axial durch die Spule hindurch und dient als Führelement. Der Meßkopf ist an einem schweren Stativ befestigt, das für eine Überwachung der Bewegung des Prüfmusters hinsichtlich der Meßspule sorgt. Die elektronischen Teile des 500-kHz-Oszillators und das Induktivitätsmeßsystem der Brückenschaltung sind in einem kleinen Gehäuse untergebracht und mit dem Meßkopf durch ein bewegliches geschütztes Kabel verbunden. Das Brückengleichgewicht wird durch ein empfindliches Galvanometer angezeigt. Die Messung beruht auf der Änderung der Induktivität der Meßspule infolge der Nähe der überzogenen Metalloberfläche.

Das Instrument ist daher auf die Einhaltung einer festen Entfernung zwischen der Meßspule und der Metalloberfläche, gleichgültig, ob der keramische Überzug vorhanden ist oder nicht, angewiesen. Der Überzug hat eine vernachlässigbare Wirkung auf das elektrische Feld bei der verwendeten Frequenz. Die Metalloberflächen sind ähnlich, so daß ihre elektrischen Eigenschaften nahezu identisch sind. Unter diesen Bedingungen, das heißt, wenn die Induktivität der Meßspule in beiden Fällen dieselbe ist, wird der Trennungsabstand gleich sein und die Anzeige der Meßuhr wird einen genauen Wert für die Stärke des Überzuges ergeben.

Der keramische Dickenmesser ist bestimmt zur Messung von Überzügen bis zu 0,09 Zoll (2,3 mm) Dicke. Bei dünnen Überzügen, wobei die Spule bis zu 0,020 Zoll (0,51 mm) der Metalloberfläche nahe ist, ist die Empfindlichkeit der Induktivitätsbrücke ungefähr die gleiche wie die Reproduzierbarkeit der Anzeige der mechanischen Meßuhr. In diesem Falle ist die auf dem Zifferblatt angezeigte Dicke innerhalb ungefähr 0,0002 Zoll ($5,1 \mu$) richtig. Wenn die Spule 0,1 Zoll (2,5 mm) von der Metalloberfläche entfernt ist, kann die Anzeige jedoch bis zu 0,001 Zoll (25μ) fehlerhaft sein.

Bevor eine Dickenmessung gemacht wird, wird das Instrument an einem nichtüberzogenen Muster, das in Größe, Form und Zusammensetzung mit dem überzogenen Muster, das zu prüfen ist, geeicht. Das besagte Muster wird auf den Tisch des Meßstatives gelegt und der Tisch gehoben, bis der vollständige Kontakt des Fühlers des Anzeigeinstrumentes mit der Oberfläche vorhanden ist. Die Meßuhr wird dann auf 0 gestellt und die Brückenwiderstände abgeglichen, so daß das Galvanometer auch auf 0 zeigt. Die Induktivität der Meßspule ist Gegenwart von dem nichtüberzogenen Metallmuster ist sodann als ein Vergleichswert eingestellt. Der Meßtisch wird gesenkt und das nichtüberzogene Muster durch ein überzogenes ersetzt. Der Tisch wird wieder gehoben, bis das Galvanometer 0 zeigt. Die Dicke des Überzuges ist dann direkt an der Meßuhr abzulesen.

Voneinander unabhängige Prüfungen haben ergeben, daß Verschiedenheiten in der Größe und Form zwischen überzogenen und nichtüberzogenen Mustern nur wichtig sind, wenn die Dicke von einem von beiden geringer als 0,025 Zoll (0,635 mm) ist. Die Mindestbreite von einem von beiden weniger als 0,5 Zoll (12,7 mm) ist oder die Messung innerhalb 0,25 Zoll (6,35 mm) von einer Kante gemacht wird. Für genaue Messungen an gekrümmten Mustern ist es notwendig, daß beide, sowohl Vergleichs- wie Prüfmuster, dieselbe Krümmung haben. Es wurde auch gefunden, daß gewisse Metalle, welche selbst nicht magnetisch oder nur schwach magnetisch sind, magnetische Splitter hervorbringen, wenn sie oxydiert sind. Das Vorhandensein von irgendwelchen magnetischen Materialien in der Überzugsschicht oder in der Zwischenschicht zwischen Überzug und Metall macht genaue Messungen unmöglich. Obwohl dieses Instrument ursprünglich für die Messung der Dicke von keramischen Überzügen auf Turbinenschaufeln und anderen hochfeuerfesten Teilen von Flugzeugkraftanlagen entwickelt wurden, sollte es doch im allgemeinen wertvoll sein für die Dickenbestimmung von Farben-, Preßstoff- und anderen nichtleitenden Filmen auf Aluminium, Messing, Kupfer, rostfreiem Stahl (?) und anderen geringmagnetischem oder nichtmagnetischen Metallen.

Umfang der Originalarbeit $\frac{1}{2}$ + $\frac{1}{2}$ Seite.)

SOLOVOX ein neuartiges elektrisches Musikinstrument.

Das Eigenartige dieses von der „Hammond Instrument Co.“ (Chikago) hergestellten Gerätes ist, daß es nicht als selbständiges Gerät, sondern als Zusatzeinrichtung für ein gewöhnliches Klavier oder einen Flügel gedacht ist und mit diesem

eine geschlossene Einheit bilden soll. Als rein melodisches Instrument, mit dem man gleichzeitig immer nur einen einzigen Ton und keine Akkorde spielen kann, ist das „Solovox“ nur zur Begleitung und Untermalung anderer Musikinstrumente geeignet. Da es gleichzeitig von dem Pianisten gespielt wird, bildet es in Verbindung mit dem Klavier ein Soloinstrument, mit dem sich eine Fülle ganz neuartiger und sehr reizvoller Wirkungen erzielen lassen.

Als Tongenerator dient ein kleiner LC-Oszillator, dessen frequenzbestimmende Kapazität aus einer Reihe hintereinander geschalteter Kondensatoren besteht. Die Auswahl der Tonhöhe erfolgt durch Kurzschließen der entsprechenden Kondensatoren dieser Reihe. Das geschieht mittels einer Tastatur, die rein äußerlich der des Klaviers vollkommen nachgebildet ist aber nur drei Oktaven umfaßt. Diese Tastatur ist in einem kleinen langen Kästchen untergebracht, welches an der Vorderseite des Klaviers befestigt wird, das auf diese Weise sozusagen ein zweites, verkürztes Manual erhält. Vorn an dem Kästchen befinden sich zwölf Register, welche die Einstellung verschiedener Klangformen und Stimmen erlauben. Die Schwingung des Röhrenoszillators ist nämlich sehr obertonreich, so daß sich durch Hervorhebung oder Unterdrückung einzelner oder mehrerer Obertöne mittels Filter die verschiedenartigsten Klangwirkungen ergeben. Außerdem ist dem Oszillator eine Kaskade von fünf Frequenzteilern nachgeschaltet, die zu jedem angeschlagenen Ton die nächsten fünf niedrigeren Oktaven erzeugen, welche ebenfalls durch die Register wahlweise eingeschaltet werden können. Ein mit 7 Hz schwingender Multivibrator ermöglicht einen Vibrato-Effekt. Die Lautstärke wird durch einen Stufenwiderstand geregelt, den der Spieler mit seinem Knie betätigt.

Durch geschickte Kombination der einzelnen Register soll man eine fast unbegrenzte Zahl überraschender und sehr angenehmer Klangwirkungen erhalten können; die verschiedensten Streich- und Blasinstrumente sollen sich täuschend ähnlich nachahmen lassen.

Dr. F.

(Electronic Engineering, H. 7, 1950.)

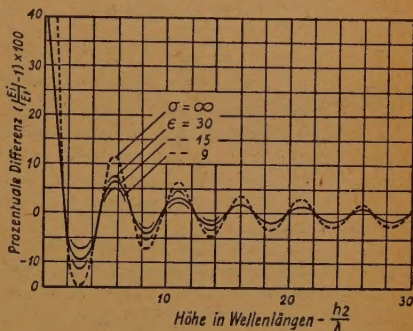
Der Einfluß des Bodens auf die Eichung und Anwendung von UKW Feldstärkemeßgeräten

(aus Proc. I. R. E 38 (1950) Juni Nr. 6, S. 650)

Eine Fehlerquelle, die sich bei Feldstärkemessungen im UKW-Gebiet zeigen kann (30 bis 300 MHz), hat ihre Ursache in dem Einfluß des Bodens unter der Empfangsantenne auf die Größe ihres Strahlungswiderstandes. Dieser Widerstand bestimmt

zusammen mit dem Belastungswiderstand Z_L an den Eingangsklemmen das Verhältnis der Klemmenspannung zur in die Antenne induzierten Spannung, also das „Spannungsübertragungsverhältnis“. Durch diese Transformation wird der Wert der sogenannten Antennenkonstanten beeinflusst.

Feldstärkemessungen im UKW-Gebiet sind also grundsätzlich fehlerhaft, wenn die Höhe der Empfangsantenne oder die Bodenverhältnisse wesentlich von denen bei der Eichung der Apparatur abweichen.



Eine Lösung des Problems zeigt sich, wenn man den näherungsweise Strahlungs- oder Eingangswiderstand Z_1 eines horizontalen Halbwellendipoles über einer ebenen, homogenen Erde für Grenzwerte der Dielektrizitätskonstanten ϵ_r und der Leitfähigkeit σ bestimmt.

Es ergibt sich nämlich

$$Z_1 \approx Z_{11} + \Gamma Z_{12} \quad (1)$$

wobei Z_{11} der Wellenwiderstand des freien Raumes, Z_{12} die wechselseitige Impedanz zwischen der Antenne und ihrer Abbildung ($\sigma = \infty$) und Γ der komplexe Reflexionsfaktor des Bodens für ebene Wellen bei senkrechter Einstrahlung ist. Die Widerstände werden in jedem Falle auf die Eingangsklemmen bezogen.

Mit dem errechneten Antennen-Eingangswiderstand Z_1 kann man den Meßfehler für verschiedene Werte des Belastungswiderstandes Z_L , der Antennenhöhe in Wellenlängen h_2/λ oder der Bodenkennwerte ϵ_r und σ bestimmen.

Wenn also die Antennenkonstante des Empfängers für eine Antennenhöhe h_2 , die im wesentlichen den Verhältnissen des freien Raumes entspricht, bestimmt wurde, so ergibt sich dazu die prozentuale Differenz zwischen den wahren und den angezeigten Werten der Feldstärke bei irgendeiner anderen Antennenhöhe zu

$$\delta = \left(\frac{Z_L + Z_1}{Z_L + Z_1} \right) - 1 \cdot 100 \text{ (in \%)} \quad (2)$$

Nach Gleichung (2) berechnete Werte ergeben gute Übereinstimmung mit praktischen Messungen bei $f = 100 \text{ MHz}$.

Typische Werte für den berechneten Verlauf dieser Differenz oder des Meßfehlers, bezogen auf die Höhe in Wellenlängen h/λ , zeigt die Abb. für Bodenkonstanten $\sigma = \infty$, $\epsilon_r = 9,15$ und 30 . Dabei sind für die letzten drei Fälle Dielektrika mit geringen Verlusten angenommen, so daß $(\sigma/\epsilon\omega) \ll 1$. Diese Annahme ist berechtigt für viele Bodenarten in einem weiten Bereich des UKW-Bandes.

Wie aus der Abb. hervorgeht, kann ein Feldstärke-Meßgerät ($Z_L = 73 \Omega$), das im „freien Raum“ geeicht wurde, Werte anzeigen, die über mittlerem Boden ($\epsilon_r = 15$) für h/λ von $0,3$ etwa 10% fehlerhaft und für h/λ von $0,6$ etwa $7,5\%$ falsch sind. Will man den Fehler kleiner als 5% halten, so muß unter den genannten Bedingungen die Antennenhöhe größer als $0,65$ Wellenlängen sein (also für $\lambda = 3 \text{ m}$ $h \geq 2 \text{ m}$).

Es ist jetzt etwas zweifelhaft, welche maximalen Meßfehler dieser Art man zulassen soll. Er kann merklich verkleinert werden, wenn man den Belastungswiderstand erhöht. Für $Z_L = 73, 150$ und 300Ω ist der für Antennenhöhen größer als $0,15 \cdot \lambda$ errechnete Maximalwert des Fehlers $10,7$ und 4% und wird annähernd Null für unendliches Z_L .

Offensichtlich haben aber die gewöhnlichen Änderungen der Bodenkonstanten (unter Bezug auf die Änderung des Feuchtigkeitsgehaltes) nur geringen Einfluß auf den Meßfehler, wie man hier sehen kann. Nach der Abb. ergibt die gesamte Änderung gegenüber „mittleren“ Boden ($\epsilon_r = 15$) nicht mehr als $1,5\%$, mit Ausnahme der Werte für $h/\lambda < 0,15$. Da der Fehler merklich größer über vollständig leitendem Boden ($\sigma = \infty$) wird, scheint es nicht ratsam, UKW-Feldstärkemesser über einer metallischen Reflexionsebene zu benutzen oder zu eichen, ohne die Antennenhöhen sorgfältig so auszuwählen, daß man nur einen kleinen Meßfehler erhält. Man

Eine neue Bauweise für elektronische Geräte
Die Welt der elektronischen Geräte ist in den letzten Jahren sehr lebendig. Es gibt heute eine große Anzahl von elektronischen Geräten, die in der Welt ausgebaut, das heißt, sämtliche Einzelteile, wie Kondensatoren, Widerstände, Transistoren, Rohrfassungen usw., auf einem stabilen Metallchassis befestigt und erst dann montiert werden. Neuerdings findet jedoch in den Vereinigten Staaten eine Technik des Gerätebaus große

Beachtung, die sich ganz von den herkömmlichen Verfahren freigemacht hat und diesen gegenüber wesentliche Vorzüge aufweisen soll.

Das Gerät wird in mehrere Baueinheiten aufgeteilt, die schon rein schaltungsmäßig oder ihrer Funktion nach in sich eine gewisse Geschlossenheit haben, wie z. B. die einzelnen Stufen eines Verstärkers oder eine Oszillatorstufe. Jede Einheit wird für sich zusammengesetzt, und die Einzelteile einschließlich der Röhren einer Einheit werden freitragend, also ohne besondere Befestigungen, durch möglichst kurze Drahtverbindungen und auf kleinstem Raum zusammengedrängt entsprechend der Schaltung miteinander verbunden. Das ganze Gebilde wird daher nur durch die Verdrahtung zusammengehalten. Dann wird die so gewonnene Baueinheit in einen Kunststoffblock eingebettet, um einen vollkommen starren und unveränderlichen Körper zu erhalten. Zu diesem Zweck werden die verdrahteten Einzelteile in eine quaderförmige Metallform geeigneter Größe gelegt, die man darauf mit einem monomeren, flüssigen Kunststoff füllt. Nach der Polymerisation in einem Ofen bei mäßiger Temperatur läßt sich der Form die zu einem Quader erstarrte Baueinheit entnehmen, die nun noch mit einem Stiftsockel versehen wird.

Als Kunststoffe kommen selbstverständlich nur solche Produkte in Frage, deren elektrische Eigenschaften den höchsten Anforderungen gewachsen sind. Hier hat sich hauptsächlich Polystyrol sehr bewährt, aber auch gewisse Polyester konnten mit guten Erfolgen verwendet werden.

Das fertige Gerät besteht somit aus einer Anzahl gesockelter starrer und quaderförmiger Kunststoffblöcke, die nebeneinander in die Fassungen eines Grundbrettes gesteckt werden können. Die Vorteile, welchen dieser neuen Art des Gerätebaus zugeschrieben werden, sehen hier nur einige der wichtigsten aufgeführt durch den herkömmlichen und starren Einfluß aller elektrischen Schaltteile auf den Kunststoffkörper werden atmosphärische Einflüsse, besonders die Luftfeuchtigkeit, ausgeschlossen; außerdem ergibt sich eine weitgehende Unempfindlichkeit des Gerätes gegen Stöße und Erschütterungen. Die Geräte werden daher auch bei starker mechanischer Beanspruchung in Form von Fallschirmen oder in Raketen, eine hervorragende elektrische Konstanz zeigen. Dazu kommt, daß der Aufbau des Chassis und der sehr viel geringere Aufbau, wodurch eine nicht unerhebliche Herabsetzung der Ausmaße und des Gewichtes des Gerätes erreicht werden. Die leichte Austauschbarkeit der einzelnen Gruppen im Gerät wird ebenfalls als ein Vorzug der neuen Technik angesehen. (Dr. H. J. Electronics, H. 6, 1950.)

BUCHBESPRECHUNG

Electronics

Von P. Parker

666 Abb., 1050 Seiten, Preis 50 Shilling (engl.)
z. Zt. etwa 30.— DM

Wenn es Bewunderung abnötigt, daß dieses mit großer Präzision gestaltete Werk über die junge Wissenschaft der Elektronik in diesem Umfang schon heute vorliegt, so muß sie mit dem hervorragenden Fachmann auf dem behandelten Gebiet und gewissenhaften Verfasser sowie Buchgestalter in enge Beziehung gebracht werden. Das Buch ist Lehrbuch und Nachschlagewerk zugleich. Es behandelt die Elektronik nicht nur als solche, sondern greift weit zurück in jene Theorien, denen dieser Zweig der Wissenschaft seine schnelle Entwicklung verdankt. Freunde wird es nicht nur bei denen finden, die sich der Elektronik als Spezialfach widmen, sondern allen denen von hohem Wert sein, die ihr Interesse auf die Elektronentheorie und -technik im allgemeinen lenken. Mit praktischen Vorschlägen für die Anwendung der Elektronik ist das Werk bewußt sparsam, obgleich es falsch anzunehmen wäre, daß es dem Gestalter elektronischer Geräte nicht viel Wertvolles zu bieten vermöge. Es kann angenommen werden, daß Electronics für lange Zeit das Standardwerk der theoretischen Elektronik bleiben wird, wofür Inhalt, Aufbau und Übersichtlichkeit genau so Gewähr bieten wie seine Tabellen, Experimente und Aufgaben mit Lösungen.

Herstellerverzeichnis der deutschen Elektroindustrie

3. Auflage

Elektro-Verlag Ludwig Schmitt, Hannover

Der umfangreiche erste Teil (Seite 7 bis 238) „Alphabetisches Herstellerverzeichnis“ enthält genaue Firmenanschriften mit kurzer Angabe des Fabrikationsprogramms; die Firmen sind dabei mit Ordnungsnummern bezeichnet. Im „Bezugsquellen-Nachweis“ des zweiten Teiles (Seite 241 bis 268) wurden zu den Suchworten der Fabrikate die Ordnungsnummern der bekannten Lieferfirmen gesetzt, während den dritten Teil (Seite 273 bis 287) ein alphabetisches Verzeichnis mit den Ordnungsnummern der ortsnahen Elektrofirmen bildet. Das Werk hat sich als ein Mittel der FUNK UND TON-Schriftleitung bei vielen Nachforschungen bewährt.

Name:

Datum:

Nr. 3, 1951 FUNK UND TON

FACHZEITSCHRIFTEN

von hoher Qualität

FUNK-TECHNIK

Radio • Fernsehen • Elektronik

FUNK UND TON

Monatsheft für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik

LICHTTECHNIK

Beleuchtung • Elektrogerät
Installation

PHOTO-TECHNIK UND-WIRTSCHAFT

Organ des Verbandes
der Deutschen Photographischen
Industrie e.V.

KINO-TECHNIK

Schmalfilmkino • Filmtechnik
Lichtspieltheater

KAUTSCHUK UND GUMMI

Zeitschrift für die Kautschuk- und
Asbestwirtschaft, Wissenschaft und
Technik

Probehefte kostenlos

VERLAG FÜR

RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH.

HELIOS-VERLAG GMBH.

Berlin-Borsigwalde

Frankfurt/M.

Stuttgart

Piezoelektrische

Körperschallmikrophone

für Schallmessungen
im Maschinenbau
und in der Bautechnik

Paul Beerwald

Bad Homburg v. d. H. Luisenstraße 28

P. H. BRANS

RÖHREN VADE- MECUM

Achte, neu überarbeitete Ausgabe
25. Auflage, 550 Seiten, Format 20 x 29 cm
1279 Abbildungen

Preis DM 12,50

Die umfassendste Enzyklopädie über sämtliche Elektronenröhren der Welt. Das Werk enthält die Röhrendaten von mehr als 15000 neuen und alten Röhren, von 247 Röhrenhersteller-Firmen. Das unentbehrliche Hilfsmittel für jeden Radiotechniker. Das „RÖHREN VADEMECUM“ wird in 73 Ländern als das ideale Nachschlagewerk betrachtet.

Buch- und Zeitschriften Union mbH

HAMBURG 13 Harvestehuder Weg 5

Buchhandlung Robert Kiepert

BERLIN Charlottenburg 2, Knesebeckstraße 8-9

Registrieren mit

Kathodenstrahl- Oszillographen

Kamera für 35 mm Film o. Bromsilberpapier, Optik 1:2, F = 50 mm, Geschwindigkeit, 2000 mm/sec. b. 1 mm/sec. in vielen netzsynchronen Stufen, Einzel-Kippaufnahmen, Schalthilfseinrichtungen, Fernsteuerung, kurzer An- und Auslauf.

Dr.-Ing. J. F. Tönnies, Labor. f. Elektrophysik
Freiburg i. Br., Hauptstraße 34

BESTELLSCHEIN

Liefern Sie aus dem

VERLAG FÜR RADIO-FOTO KINOTECHNIK
GMBH., BERLIN-BORSIGWALDE

_____ Exemplar _____

Handbuch

für Hochfrequenz- und Elektro-Techniker

zum Preise von DM-W 12,50 spesen- und portofrei
durch Nachnahme

Name: _____

Datum: _____

Genauere Anschrift: _____